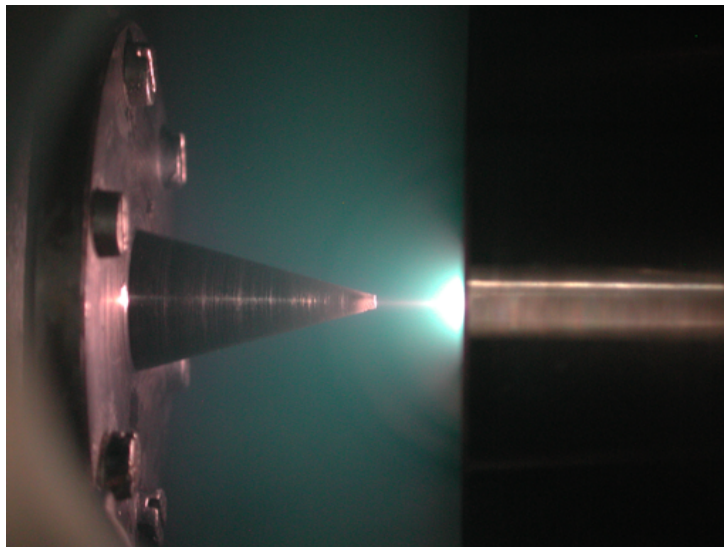

Ionenerzeugung mit Hochdruck-Mikroentladungen

Sven Schöfler

Diplomarbeit
am Institut für Kernphysik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

30. September 2002



Meinen Eltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Plasmaphysik	5
2.1.1	Was ist ein Plasma?	5
2.1.2	Quasineutralität und Debye-Potential	6
2.1.3	Thermodynamisches Gleichgewicht	7
2.1.4	Ionisation durch Elektronenstoß	9
2.1.4.1	Ionisation und Anregung	9
2.1.4.2	Ladungsaustausch	13
2.1.4.3	Bildung negativer Ionen	13
2.1.4.4	Rekombination	14
2.1.5	Erzeugung einer Gasentladung	15
2.1.6	Paschen-Gesetz	18
2.1.7	Hohlkathoden	20
2.1.8	Mikrohohlkathoden	21
2.2	Überschall-Gasjet und Plasmajet	23
2.2.1	Erzeugung einer adiabatischen Überschall-Expansion	23
2.2.2	Der Plasmajet	28
2.3	Ionenextraktion unter Raumladung	28
2.4	Analyse des Ionenstrahls	32
2.4.1	Magnetische Massenspektrometrie	32
2.4.2	Quadrupol-Massenspektrometer	32

3	Experimenteller Aufbau	35
3.1	Mikrostruktur-Elektroden (MSE)	35
3.1.1	MSE auf der Basis von Kunststoff-Folien	35
3.1.2	MSE auf der Basis einer Glasfolie	37
3.1.3	Keramik-basierte MSE	38
3.1.4	Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen an vergleichbaren Mikrohohlkathoden	40
3.2	Elektrische Verschaltung	40
3.3	Aufbau der Mikro-Ionenquelle	42
3.3.1	Die Mikro-Ionenquelle	42
3.3.2	Expansionskammer	44
3.3.3	Simulation der Diodenextraktion	46
3.4	Analyse mit einem magnetischen Massenspektrometer	47
3.5	Analyse mit einem Quadrupol-Massenspektrometer	49
3.6	Messelektronik	50
4	Ergebnisse und Interpretation	53
4.1	Brennverhalten des Plasmas	53
4.2	Messung des Gesamt-Ionenstroms	56
4.3	Betrieb mit Extraktion der Ionen	58
4.4	Betrieb ohne Extraktion der Ionen	64
4.5	Haltbarkeit der Keramik-MSE	66
4.6	Verwendung der Mikro-Ionenquelle zur Gasanalytik	68
5	Zusammenfassung und Ausblick	71
A	Einheiten und Konstanten	75
A.1	Umrechnung verwendeter SI-Einheiten in ältere Einheiten	75
A.2	physikalische Konstanten	76
B	Analyse des Ionenstrahls	77
B.1	Magnetische Massenspektrometrie	77
B.2	Quadrupol-Massenspektrometrie	79
C	Schaltplan des ADC-Systems	81
	Literatur	83

1. Einleitung

Ionenquellen sind nicht nur in der physikalischen Grundlagenforschung unverzichtbar, auch in der industriellen Anwendung sind sie heute ein wichtiges Werkzeug. Im Laufe der letzten Jahrzehnte wurde eine Vielzahl verschiedener Typen von Ionenquellen entwickelt, die meist für bestimmte Einsatzzwecke optimiert sind. Sie unterscheiden sich daher in wesentlichen Kriterien wie Ladungszustand der erzeugten Ionen, Strahlintensität und Strahlqualität (Emittanz, Brillianz).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein vollkommen neuer Ionenquellentyp zur Produktion niedrig geladener Ionen aufgebaut und untersucht. Er basiert auf einer Mikro-Glimmentladung bei hohem Druck und erfordert zum Betrieb lediglich eine Gleichspannung von wenigen hundert Volt. Es wurde ein relativ einfacher und kompakter Aufbau erreicht.

Einen entscheidenden Anstoß für die weite Verbreitung von Ionenquellen gab unter anderem die Entwicklung besonders robuster und langlebiger Ionenquellen durch H. Kaufman, welche sich als Antrieb für Raumfahrzeuge eignen [Kauf61]. Geladene Teilchen lassen sich beim Durchlaufen einer elektrischen Spannung auf wesentlich höhere Geschwindigkeiten \vec{v} beschleunigen als die Atome in einem konventionellen Verbrennungsantrieb. Somit ist der Impulsgewinn $\vec{p} = -m\vec{v}$ des Flugkörpers pro ausgestoßenem Teilchen viel größer, dies ermöglicht eine erhebliche Gewichtsersparnis. Seit den 1970er Jahren werden Ionentriebwerke in Satelliten als Steuerdüsen zur Kurskorrektur verwendet, bei "Deep Space One" 1998 erstmals auch als Hauptantrieb.

Eine wichtige industrielle Anwendung für Ionenstrahlen ist die Implantation von Ionen, die eine erhebliche Veränderung der Werkstoffeigenschaften erlaubt, etwa der Härte oder der elektrischen und optischen Eigenschaften

[Conr88]. Bei der Herstellung von Halbleiter-Elektronik werden Ionenstrahlen zur Dotierung, zunehmend jedoch auch zur Strukturierung des Halbleitermaterials verwendet, entweder durch Sputtern mit inerten (nicht reaktiven) Ionen wie Ar^+ oder durch ein reaktives Ätzen mit Ionen wie Cl_2^+ .

Die Oberflächenbearbeitung mit Plasmaverfahren oder Ionenstrahlen ist häufig schneller und genauer als mit herkömmlichen Verfahren, zudem werden oft erhebliche Mengen an Chemikalien und Energie eingespart [Roth95].

Weitere Anwendungsfelder erschließen sich, wenn man Ionen mit Hilfe der zahlreichen heute verfügbaren Beschleunigertechnologien auf höhere Energien beschleunigt. Dies erlaubt eine nahezu zerstörungsfreie Materialanalyse und sogar die Zerstörung von Tumoren, ohne dabei umliegendes Gewebe zu beschädigen [Kraf87]. Stoßexperimente geben Einblicke in grundlegende atom- oder kernphysikalische Reaktionsmechanismen sowie den Aufbau der Materie (siehe z.B. [Dörn2000]). Die gesamte Hochenergiephysik, von der Elementarteilchenforschung über die Erzeugung superschwerer Elemente bis hin zum Quark-Gluonen-Plasma (z.B. [Dink2002]) wäre ohne leistungsfähige Ionenquellen am Anfang der Beschleunigungsanlage nicht möglich.

Um einen Überblick über die Verschiedenheit der Ionenquellen zu geben, werden hier einige verbreitete Typen kurz betrachtet.

Die anfangs erwähnte Kaufman-Ionenquelle liefert nur einfach geladene Ionen, ist jedoch darauf optimiert, einen möglichst großen Anteil des Gases zu ionisieren und eine Ionenstromdichte nahe am maximal möglichen Wert zu erreichen. Die Ionisation des unter niedrigem Druck¹ ($< 10^{-3}$ hPa) stehenden Arbeitsgases geschieht durch Elektronen, die in das Gas emittiert und durch eine Spannung von wenigen 100 Volt auf die nötige Energie beschleunigt werden. Ein schwaches Magnetfeld zwingt die Elektronen auf Kreisbahnen, um die Stoßwahrscheinlichkeit mit einem Neutralteilchen zu erhöhen.

Zur Produktion hoch geladener Ionen mittels Elektronenstoß muss die Energie der Elektronen sehr hoch sein, zum anderen müssen die Ionen lange genug mit den Elektronen wechselwirken können. Die EBIS (Electron Beam Ion Source) basiert auf einem magnetisch fokussierten Elektronenstrahl hoher Energie (mehrere 100 keV) und Stromdichte (einige 1000 A/cm^2). Sie kann durch einen elektrischen Einschluss der Ionen sehr hohe Ladungszustände erzeugen, bis hin zu nacktem Uran (U^{92+}).

EZR-Ionenquellen (EZR=Elektron-Zyklotron-Resonanz) beschleunigen im Gas vorhandene Elektronen, die von einem Magnetfeld auf Kreisbahnen

¹1 hPa entspricht 1 mbar. Eine Übersicht über die Umrechnung der in dieser Arbeit verwendeten SI-Einheiten in ältere Einheiten wie bar oder torr findet sich in Anhang A.

gezwungen werden, mit Hilfe von Mikrowellenstrahlung. Ist die Gyrationfrequenz der Elektronen gleich der Mikrowellenfrequenz, so können die Elektronen im Feld der Mikrowelle resonant auf sehr hohe Energien (einige 100 keV) beschleunigt werden. Ein magnetischer Einschluss der Elektronen ermöglicht die Produktion hochgeladener Ionen.

Wie zu Anfang erwähnt, basiert die hier vorgestellte "*Mikro-Ionenquelle*" auf einer Glimmentladung bei hohem Druck. Niederdruck-Glimmentladungen (bei Drücken von wenigen 100 Pa) sind schon seit langem bekannt und finden sowohl in der Analytik als auch zur Oberflächenmodifikation breite Anwendung. Durch Verkleinerung der Elektroden-Dimensionen in den Submillimeter-Bereich lässt sich der Arbeitsdruck auf einige 100 kPa erhöhen, ohne den Charakter der Entladung entscheidend zu verändern.

Realisiert wurde dies mit den in unserer Arbeitsgruppe entwickelten *Mikro-Struktur-Elektroden* (MSE). Dies sind dünne Isolatorfolien mit beidseitigen Metallelektroden. Es werden Löcher mit typischerweise 100 μm Durchmesser eingebracht, in welchen sich eine Hochdruck-Gasentladung zünden lässt. Erzeugt man zwischen den beiden Seiten der Folie eine hohe Druckdifferenz (z.B. 100 kPa gegenüber 10^{-3} hPa), so entsteht eine gerichtete Gasströmung durch die Pore. Aufgrund der gewählten Druckverhältnisse findet eine adiabatische Expansion des Gases statt, die ungeladenen Gasteilchen bewegen sich hinter der Pore wechselwirkungsfrei mit Überschallgeschwindigkeit. Dabei wird die innere Temperatur des Strahls erheblich reduziert. Aufgrund der Gasströmung ist jedoch die Aufenthaltsdauer der Ionen im Plasma klein, außerdem sind Elektronen-Energie und -Dichte gering im Vergleich zu EBIS und EZR-Ionenquelle, so dass keine hoch geladenen Ionen zu erwarten sind.

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Ionen, die in einer MSE-Hochdruckentladung unter dem Einfluss einer starken Gasströmung gebildet werden. Zum einen sollte ermittelt werden, welche Ausbeuten an Ionen möglich sind und wie sich eine Extraktionsspannung auf die Formierung eines Ionenstrahls auswirkt. Zum anderen ist die Frage interessant, ob sich das Prinzip der Kühlung der Gasatome im Überschall-Gasjet auch auf die in der Entladung produzierten Ionen auswirkt. Dies würde die Erzeugung eines Ionenstrahls mit extrem scharfer Energieverteilung ermöglichen. Darüber hinaus erlaubt das definierte Volumen, in dem die Ionen erzeugt werden, die Erzeugung eines genau lokalisierten Ionenstrahls, der für Anwendungen wie Ionenätzen entscheidende Vorteile bietet.

Den Abschluß dieser Arbeit stellt die Präsentation einer möglichen Anwendung der Ionenquelle im Bereich der Gasanalytik dar.

2. Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die wichtigsten physikalischen Grundlagen der in dieser Arbeit vorgestellten Mikro-Ionenquelle gegeben werden. Gerade im Bereich der Plasmaphysik kann dies jedoch nur ein kurzer Einblick in die hierfür relevanten Themen sein.

Die moderne Plasmaphysik umspannt einen weiten Themenbereich, von im Labor erzeugten Plasmen wie Gasentladungen, Laserplasmen und Kernfusion über die Vorgänge in der Ionosphäre bis hin zur Astrophysik mit etwa den Prozessen im Sterninneren, im interstellaren Gas oder der Sonnenkorona.

Diese Vielzahl unterschiedlichster Gebiete führt dazu, dass es eine kaum noch überschaubare Anzahl von Theorien und Beschreibungen gibt. Aufgrund der komplexen Vorgänge in einem Plasma, bei denen zahlreiche Parameter zusammenspielen, und weil es sich im allgemeinen um Vielteilchenprozesse mit einer extrem hohen Anzahl beteiligter Teilchen handelt, sind bis heute weite Bereiche der Plasmaphysik nicht bis ins letzte Detail verstanden und nicht mathematisch beschreib- und berechenbar. Häufig existieren nur Näherungen, die meist empirischen Ursprungs sind und lediglich einige makroskopische Größen vorhersagen können, jedoch die zugrunde liegenden mikroskopischen Reaktionen bestenfalls stark vereinfacht berücksichtigen.

2.1 Plasmaphysik

2.1.1 Was ist ein Plasma?

Mit dem Begriff "*Plasma*" bezeichnet man den Zustand, bei dem im Gas freie Ladungsträger vorhanden sind. Neben neutralen Atomen gibt es also auch

freie Elektronen sowie positive und unter Umständen negative Ionen. Im Gegensatz zum idealen Gas, dessen Definition ja gerade jegliche Wechselwirkung zwischen seinen Bestandteilen ausschließt, wird ein Plasma ganz wesentlich von den kollektiven Coulomb-Wechselwirkungen zwischen seinen Ladungsträgern geprägt. Der Plasmabegriff ist jedoch nicht zwangsläufig auf Gase beschränkt, sondern auch Elektrolytlösungen, metallische Leiter sowie Halbleiter lassen sich in gewissen Grenzen mit Hilfe der Methoden der Plasmaphysik behandeln.

Von Interesse sind hier jedoch nur Gasplasmen, und der Einfachheit halber beschränken wir uns zunächst auf die Betrachtung positiver Ionen. Zur Erzeugung eines Plasmas müssen neutralen Atomen Elektronen entrissen werden, so dass neben einem Elektron der positiv geladene Atomrumpf, ein positives Ion, frei wird. Dazu muss von außen die Energie aufgebracht werden, mit der die Elektronen an den Atomkern gebunden sind. Dies kann beispielsweise in Form von Wärme geschehen, also indem man das Gas heizt. Allerdings sind hier extrem hohe Temperaturen nötig, um mehr als nur vereinzelte Ladungsträger freizusetzen. So entspricht die für die Ionisation von Ar zu Ar^+ nötige Energie von 15,76 eV einer mittleren Temperatur von ca. 183.000 K. Einfacher ist es, die Bindungsenergie durch Stöße mit energiereichen Teilchen, etwa Photonen oder Elektronen, aufzubringen. In diese Kategorie fällt auch die natürliche Höhenstrahlung, die dafür sorgt, dass in einem Gasvolumen ständig einzelne Atome ionisiert werden. Dies kann man zur Erzeugung eines Plasmas nutzen, indem man die freiwerdenden Elektronen durch elektrische Felder beschleunigt und ihnen so die Energie überträgt, die sie zur Ionisation weiterer Atome benötigen.

2.1.2 Quasineutralität und Debye-Potential

Das kollektive Verhalten der Plasmabestandteile zeigt sich sehr gut beim Phänomen der *Quasineutralität*. Aufgrund der freien Ladungsträger ist ein Plasma ein guter elektrischer Leiter, der ohmsche Widerstand kann im Bereich von $1 \Omega \text{ cm}^{-1}$ liegen [Enge34]. Nach außen hin zeigt es sich jedoch elektrisch neutral, denn sobald sich im Plasma durch Schwankungen in der Ladungsträgerverteilung makroskopische Raumladungen bilden, so erzeugen diese starke elektrische Felder. Aufgrund der hohen Leitfähigkeit fließt innerhalb weniger als einer Nanosekunde ein Strom, der die Raumladung ausgleicht. So wird eine positive Ladung sehr schnell von einer negativen Ladungswolke umgeben, die sie abschirmt. Im räumlichen und zeitlichen Mittel ist ein Plasma daher elektrisch neutral, man bezeichnet dies als Quasineu-

tralität. Wegen dieser Abschirmung der elektrischen Potentiale gilt in einem Plasma nicht das Coulombpotential

$$V_C(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} , \quad (2.1)$$

sondern das *Debye-Potential*, das einen stärkeren, exponentiellen, Abfall aufweist:

$$V_D(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp\left(-\sqrt{2} \frac{r}{\lambda_D}\right) . \quad (2.2)$$

Abweichungen von der Quasineutralität sind nur innerhalb einer Kugel von wenigen *Debye-Hückel-Längen* (λ_D) Radius erlaubt. Diese Länge beschreibt den Abfall des Debye-Potentials auf den 1/e-ten Teil.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e}{2 \cdot e^2 \cdot n_e}} . \quad (2.3)$$

Dabei sind ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante, k die Boltzmannkonstante, T_e die Elektronentemperatur, e die Elementarladung und n_e die Dichte der Elektronen.

Quasineutralität und Debye-Hückel-Länge bilden die Grundlage für eine strengere Definition des Plasmabegriffs. Ein Gemisch freier Ladungsträger und neutraler Atome bzw. Moleküle wird nur dann als Plasma bezeichnet, wenn seine Abmessungen groß gegen die Debye-Hückel-Länge sind. Es muss also Quasineutralität vorliegen, was nur in Bereichen deutlich größer als λ_D möglich ist.

2.1.3 Thermodynamisches Gleichgewicht

Befindet sich ein Plasma im *”vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht”* (VTG), so meint dies, dass alle Komponenten (Elektronen, Ionen, neutrale Atome/Moleküle) die gleiche Temperatur bzw. eine einheitliche Energieverteilung besitzen. Ein gasförmiges Plasma lässt sich dann durch wenige makroskopische Zustandsgrößen wie Temperatur und Druck beschreiben. Betrachtet man die Einfachionisation, also die Reaktion $A \rightarrow A^+ + e^-$, so lässt sich das Ionisationsgleichgewicht zwischen Elektronen (e^-), Ionen (A^+) und Neutralgasatomen (A) durch die *Saha-Eggert-Gleichung*

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2 \frac{Z_i(T)}{Z_a(T)} \left(\frac{m_e k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i - \Delta E_i}{k T}\right) \quad (2.4)$$

beschreiben. Dabei sind n_e , n_i , n_a die Dichten an Elektronen, Ionen bzw. neutralen Atomen/Molekülen,

$$\Delta E_i = \frac{\sqrt{2} \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\lambda_D} \quad (2.5)$$

die Erniedrigung der Ionisationsenergie E_i im Plasma und Z_i bzw. Z_a die Zustandssummen des Ions bzw. Atoms gemäß

$$Z(T) = \sum_m g_m \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right), \quad (2.6)$$

summiert über alle Energieniveaus E_m , wobei g_m den Entartungsgrad des betrachteten Energieniveaus angibt [Berg92].

Alle Plasmateilchen haben (unter der Annahme eines idealen Gases) eine Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung nach

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_{th}^3} \cdot \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) dv, \quad (2.7)$$

mit $v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. Die Besetzung der einzelnen Energieniveaus in den Atomen kann durch eine Boltzmann-Verteilung

$$\frac{n_m}{n} = \frac{g_m}{Z(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (2.8)$$

beschrieben werden.

Laborplasmen mit hoher innerer Energie geben jedoch immer Energie an ihre Umgebung ab, etwa durch Strahlung oder Elektronenverluste. Sie sind daher nicht im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, bestenfalls kann ein stationäres Nichtgleichgewicht erzeugt werden, indem man die Energieverluste - etwa durch Heizen der Ionen oder Elektronen - kompensiert. Dieses Heizen kann jedoch nie so selektiv vorgenommen werden, dass genau die durch den Verlust entvölkerten Niveaus wieder besetzt werden. Üblicherweise geht die eingebrachte Energie vor allem auf die Elektronen über, welche bei den Ionisationsprozessen kaum Energie auf die Ionen übertragen. Der Energieübertrag liegt in der Größenordnung¹ m_e/m_i (m_e : Elektronenmasse, m_i : Ionenmasse), was aufgrund des Massenunterschieds zwischen Elektron und Proton bzw. Neutron ($m_n \approx m_p \approx 1836 \cdot m_e$) sehr klein ist: bei einem Stoß mit Argon ($m_i \approx 40 \cdot m_p$) überträgt ein Elektron nur den Bruch-

¹Der maximale Energieübertrag beträgt für elastische Stöße $\frac{4 \cdot m_e \cdot m_i}{(m_e + m_i)^2}$ und für inelastische Stöße $\frac{m_i}{m_e + m_i}$

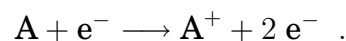
teil $m_e/m_i \approx m_e/(40 \cdot 1836 \cdot m_e) \approx 1/73400$ seiner Energie auf das Ion. Das Plasma besteht somit aus kaltem Gas und kalten Ionen, jedoch sehr heißen Elektronen. Für jede Komponente stellt sich eine eigene Verteilungsfunktion ein. Ein Plasma, das sich im thermodynamischen Nichtgleichgewicht befindet, bezeichnet man als *nicht thermisches Plasma*. Dieser Zustand ist typisch für Niederdruckplasmen. Eine einheitliche thermodynamische Beschreibung aller Komponenten ist nicht möglich, lediglich bei hohem Druck kann durch die höhere Stoßrate ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG) erreicht werden, das zumindest teilweise und in einem kleinen Volumen thermodynamisch behandelbar ist.

2.1.4 Ionisation durch Elektronenstoß

Wie bereits zuvor beschrieben, muss zur Ionisation neutraler Atome bzw. Moleküle dem Gas von außen Energie zugeführt werden. Dies kann etwa durch den Stoß mit einem Photon (Photoeffekt), einem schnellen neutralen Atom, einem angeregten Atom, einem Ion oder einem Elektron geschehen. Bei den in dieser Arbeit behandelten Plasmen dominiert die Ionisation durch Elektronenstoß, auf welche im folgenden näher eingegangen wird.

2.1.4.1 Ionisation und Anregung

Um ein Elektron zu ionisieren, es also aus seiner Schale im Atom ins Kontinuum herauszuheben, muss die Bindungsenergie überwunden werden, mit der es an den Atomkern gebunden ist. Bei der Elektronenstoßionisation muss folglich ein Elektron mit einer kinetischen Energie von mindestens der Bindungsenergie mit dem Atom stoßen. Korrekt betrachtet wechselwirken die beiden beteiligten Partner über ihre Coulomb-Potentiale miteinander. Die einfachste Reaktionsgleichung sieht wie folgt aus:



Dem neutralen Atom A wird genau ein Elektron entrissen, es entsteht ein einfach positiv geladenes Ion A^+ . Nach dem Stoß sind zwei freie Elektronen vorhanden, das stoßende sowie das ionisierte. Die kinetische Energie des stoßenden Elektrons wird dabei um die zu überwindende Bindungsenergie sowie die auf das zweite Elektron übertragene kinetische Energie vermindert. Der Energieübertrag auf das Ion ist, wie zuvor ausgeführt, aufgrund des großen Massenunterschieds vernachlässigbar.

Einige Zahlenbeispiele: die Bindungsenergie des ersten Elektrons in Helium beträgt 24,6 eV, für die Ionisation $\text{He} + e^- \rightarrow \text{He}^+ + 2 e^-$ muss also diese Ener-

gie aufgebracht werden. Für $\text{He}^+ + e^- \rightarrow \text{He}^{2+} + 2e^-$ sind bereits 54,4 eV nötig. Die Ionisation von Cs nach Cs^+ benötigt dagegen nur rund 3,9 eV [Janz92].

Die Wirkungsquerschnitte für die Einfachionisation durch Elektronenstoß sind in Abb. 2.1 beispielhaft für Helium dargestellt.

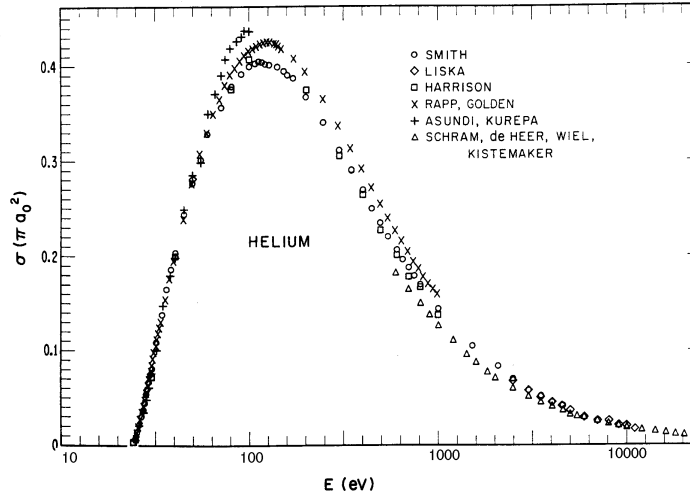
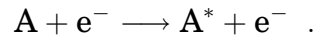


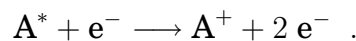
Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoß-Ionisation von Helium in Abhängigkeit von der Elektronen-Energie [Kief66].

Reicht die Energie des Elektrons nicht aus, um das gestoßene Hüllenelektron zu ionisieren, so kann zumindest ein Teil der Energie übertragen werden, so dass das Elektron auf ein höheres Energieniveau (unterhalb der Ionisationsgrenze) angeregt wird:



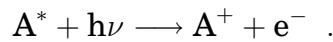
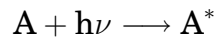
Das angeregte Atom wird mit A^* bezeichnet.

Um ein bereits angeregtes Atom zu ionisieren, muss nur die Differenzenergie zwischen der Ionisationsenergie und dem Energieniveau, in dem sich das angeregte Elektron befindet, aufgebracht werden.



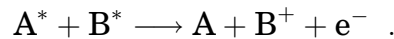
Der Umkehrprozess der Anregung ist die *Abregung*. Fällt ein angeregtes Elektron wieder in seinen Grundzustand oder einen anderen Zustand niedrigerer Energie zurück, so muss es die Differenzenergie zwischen Anfangs- und Endzustand, $\Delta E = E_A - E_E$, abgeben. Dies kann in Form von elektromagnetischer Strahlung erfolgen, es wird ein Photon der Frequenz $\nu = \Delta E/h$ (h : Plancksches Wirkungsquantum) emittiert. Dieser Abregungsprozess führt zum typischen Leuchten eines Plasmas, sofern die emittierten Frequenzen im sichtbaren Bereich liegen.

Die Photonen können wiederum Atome anregen oder ionisieren:



Üblicherweise haben Anregungszustände eine mittlere Lebensdauer von nur etwa $1 \cdot 10^{-8}$ bis $2 \cdot 10^{-7}$ Sekunden. Manche angeregten Zustände leben jedoch bis zu vielen 1000 Sekunden, da eine direkte Abregung in den Grundzustand des Atoms aufgrund quantenmechanischer Auswahlregeln verboten ist. Eine Abregung kann stattdessen nur durch Wechselwirkung mit einem weiteren Teilchen erfolgen. Man spricht dann von *metastabilen* Zuständen.

Die Abregung kann durch verschiedene Prozesse stattfinden. Beispielsweise kann beim Stoß zweier angeregter Atome eines abgeregt und das zweite ionisiert werden:

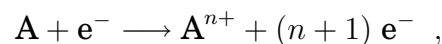


Abhängig von den Energieniveaus der beteiligten Atome kann es auch ausreichen, dass nur eines der beiden Atome angeregt ist, während sich das zweite sich hingegen im Grundzustand befindet:



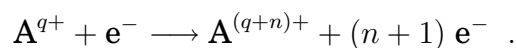
Dabei muss die Anregungsenergie von A^* ausreichen, um B aus dem Grundzustand heraus zu ionisieren. In beiden Fällen werden A^* bzw. B^* in der Regel metastabil sein, da nur dann aufgrund der längeren Lebensdauer eine ausreichend große Wahrscheinlichkeit zum Stoß gegeben ist. Man spricht dann von *Penning-Ionisation*. Auch eine Abregung durch Stöße mit den begrenzenden Wänden ist möglich.

Bisher wurde nur von einer einfachen Ionisation ausgegangen, bei ausreichender Energie des Elektrons kann aber auch eine mehrfache Ionisation stattfinden. Die verallgemeinerte Reaktionsgleichung lautet:



wobei durch n -fache Ionisation ein Ion des Ladungszustands $n+$ entsteht.

Natürlich ist auch eine weitere Ionisation eines bereits teilweise ionisierten Atoms des Ladungszustandes $q+$ möglich:



Auf diese Weise ist die Produktion hochgeladener Ionen möglich, indem sukzessive immer mehr Elektronen entrissen werden. Für Argon lassen sich die Wirkungsquerschnitte für diesen stufenweisen Prozess der Ionisation von Ar^{q+} nach $\text{Ar}^{(q+1)+}$ anhand der semiempirischen "Müller-Salzburg-Formel"

$$\sigma_{q,q+} = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{\ln\left(\frac{E_e}{E_i}\right)}{E_e \cdot E_i} (\text{eV})^2 \text{cm}^2 \quad (2.9)$$

berechnen [Schm92]. E_e ist die Elektronen-Energie, E_i die Ionisationsenergie für den Übergang von Ladungszustand q nach $q + 1$. In Abbildung 2.2 sind einige ausgewählte Wirkungsquerschnitte aufgetragen, die nach Gleichung 2.9 berechnet wurden. Die dabei verwendeten Ionisationsenergien sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

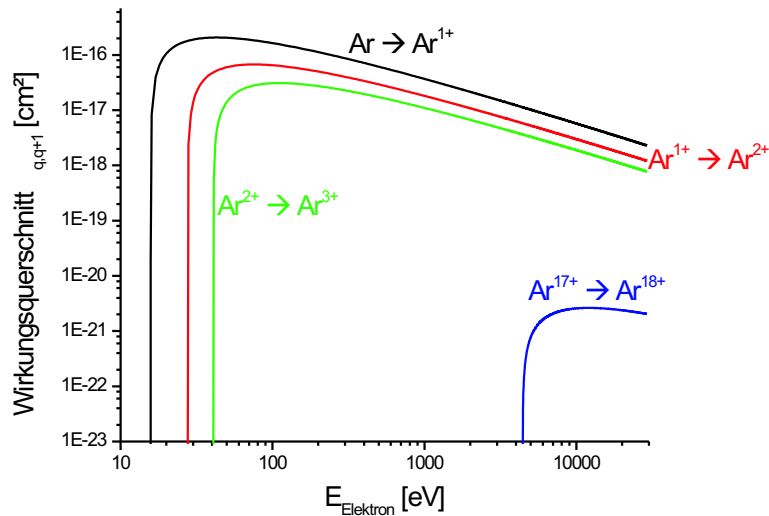


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte für einige ausgewählte Stufen der Elektronenstoßionisation von Argon in Abhängigkeit von der Elektronen-Energie, berechnet nach der Müller-Salzburg-Gleichung.

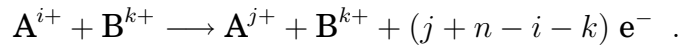
Ionisationsschritt	E_i [eV]
$\text{Ar} \longrightarrow \text{Ar}^{1+}$	15,759
$\text{Ar}^{1+} \longrightarrow \text{Ar}^{2+}$	27,629
$\text{Ar}^{2+} \longrightarrow \text{Ar}^{3+}$	40,74
\vdots	\vdots
$\text{Ar}^{17+} \longrightarrow \text{Ar}^{18+}$	4426,114

Tabelle 2.1: Einige Ionisationsenergien für Argon.

Für andere Gase als Argon gilt die ebenfalls semiempirische Lotz-Formel (siehe z.B. [Stie92, Hohn96]), aus welcher die Müller-Salzburg-Formel entwickelt wurde.

2.1.4.2 Ladungsaustausch

Beim Stoß zweier Neutralteilchen oder Ionen kann es neben der Ionisation, also der Freisetzung von Elektronen, auch zum sog. *Ladungsaustausch* kommen, bei dem lediglich eine Umverteilung der Elektronen unter den Stoßpartnern geschieht. Die allgemeine Gleichung, die beide Vorgänge umfasst, lautet:



Für $(j + n - i - k) > 0$ findet dabei eine Ionisation statt, für $(j + n - i - k) = 0$ lediglich ein Ladungsaustausch. Abbildung 2.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoß-Ionisation sowie für den Ladungsaustausch und die Ionisation beim Stoß zwischen Ionen und Neutralteilchen am Beispiel von Wasserstoff.

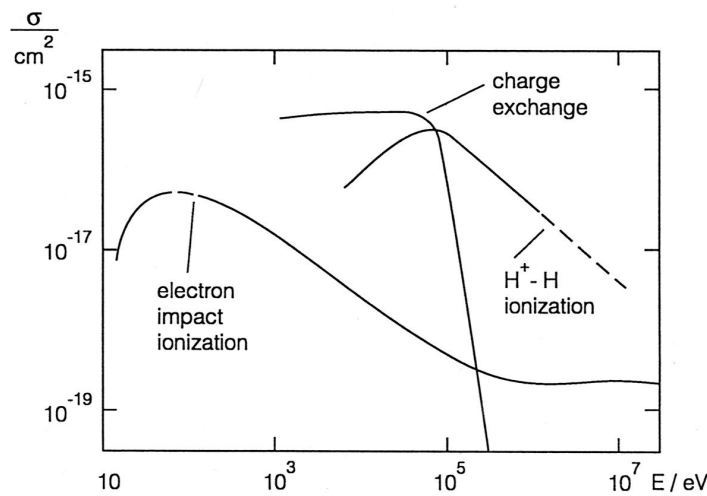
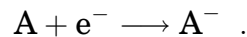


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoß-Ionisation ('electron impact ionization') sowie für Ladungsaustausch ('charge exchange') und Ionisation ('H⁺ - H ionization') beim Stoß zwischen Ionen und Neutralteilchen am Beispiel von Wasserstoff [Shir96].

2.1.4.3 Bildung negativer Ionen

Die Bildung negativer Ionen ist über die Anlagerung eines Elektrons an ein neutrales Atom möglich, man bezeichnet dies häufig mit dem englischen Begriff *Electron Attachment*.



Ein Maß dafür, ob dieser Prozess mit einem bestimmten Gas möglich ist, gibt die sogenannte *Elektronenaffinität* W (siehe Tabelle 2.2). Sie gibt die Bindungsstärke des Elektrons an das Neutralteilchen an, bei $W > 0$ können negative Ionen gebildet werden. Besonders hoch ist die Elektronenaffinität bei Halogenen, da diese ihre Elektronenhülle durch Anlagerung eines zusätzlichen Elektrons in die energetisch günstigere Edelgas-Konfiguration

überführen können. Halogene bilden daher besonders leicht negative Ionen, ebenso beispielsweise Wasserdampf, Halogensäuren, Schwefelwasserstoff und Stickstoff-Sauerstoff-Verbindungen [Enge32]. Man spricht auch von elektronegativen Gasen. Ist die Elektronenaffinität hingegen negativ, so müsste zur Anlagerung Energie aufgewendet werden, weshalb die entsprechenden elektropositiven Gase, etwa Edelgase oder Stickstoff, praktisch nie negative Ionen bilden.

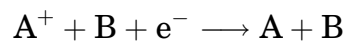
Gas	W [eV]	Gas	W [eV]
H^-	0,75	N^-	-0,32
He^-	-0,56	F^-	3,45
Ne^-	-1,03	Cl^-	3,62
Hg^-	0,76	Br^-	3,37
O^-	1,46		

Tabelle 2.2: Elektronenaffinitäten W einiger atomarer Gase [Janz92].

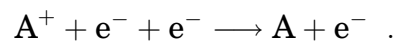
Die für das Electron Attachment nötige Zeit variiert je nach Gas sehr stark, sie kann zwischen einigen Nanosekunden und einigen Millisekunden liegen.

2.1.4.4 Rekombination

Natürlich ist die Ionisation auch umkehrbar, was zum Verlust von Ionen führt. Diese *Rekombination* von Ionen und Elektronen zu Neutralteilchen kann sowohl im Gasvolumen als auch an den begrenzenden Wänden stattfinden. Dabei kann ein zweites Atom beteiligt sein:

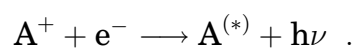


oder auch ein zweites Elektron:

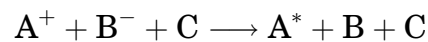
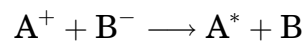


Im ersten Fall ist, sofern der Prozess im Gas stattfindet, die Rekombinationsrate vom Druck abhängig. Die bei der Rekombination frei werdende Bindungsenergie kann sich in Form von Anregungs- oder kinetischer Energie auf die beteiligten Stoßpartner verteilen.

Ein häufiger Prozess ist die sogenannte *Strahlungsrekombination* unter Aussendung eines Photons:



Möglich ist auch die Rekombination eines positiven und eines negativen Ions:



sowie zahlreiche weitere Vorgänge, auf deren detaillierte Auflistung hier verzichtet wird.

2.1.5 Erzeugung einer Gasentladung

Eine einfache Möglichkeit zur Erzeugung eines Plasmas ist das Zünden einer *Gasentladung*. Von einer solchen spricht man, wenn elektrischer Strom durch ein Gasvolumen fließt ([Enge32], S. 1). Dazu bringt man zwei Elektroden in das Gas und legt zwischen diesen eine Spannung an. Die einfachste Elektrodenanordnung ist die eines Plattenkondensators, wie in Abb. 2.4 gezeigt. Üblicherweise handelt es sich bei den auf diese Weise erzeugten Plasmen um Niederdruckplasmen bei Drücken von wenigen hPa.

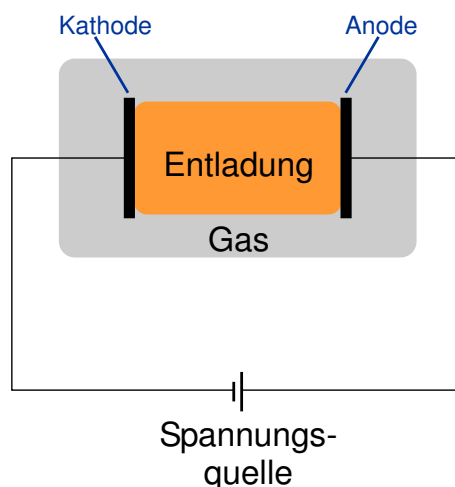


Abbildung 2.4: Durch Anlegen einer ausreichend hohen Spannung an zwei im Gas befindliche Elektroden, z.B. wie hier gezeigt in einer Plattenkondensator-Anordnung, lässt sich eine Gasentladung zünden.

In Abbildung 2.5 wird ein typischer Graph für die Strom-Spannungs-Charakteristik einer solchen mit Gleichstrom betriebenen Niederdruck-Gasentladung gezeigt. Die einzelnen Bereiche dieser Kennlinie werden im folgenden erläutert.

Im Prinzip ist ein reines Gas ein perfekter Isolator. Jedoch beobachtet man selbst bei geringen Spannungen zwischen den Elektroden bereits einen Stromfluss. Dieser wird durch die freien Ladungsträger im Gas hervorgerufen, die ständig z.B. durch Höhenstrahlung oder Strahlung aus radioaktiven

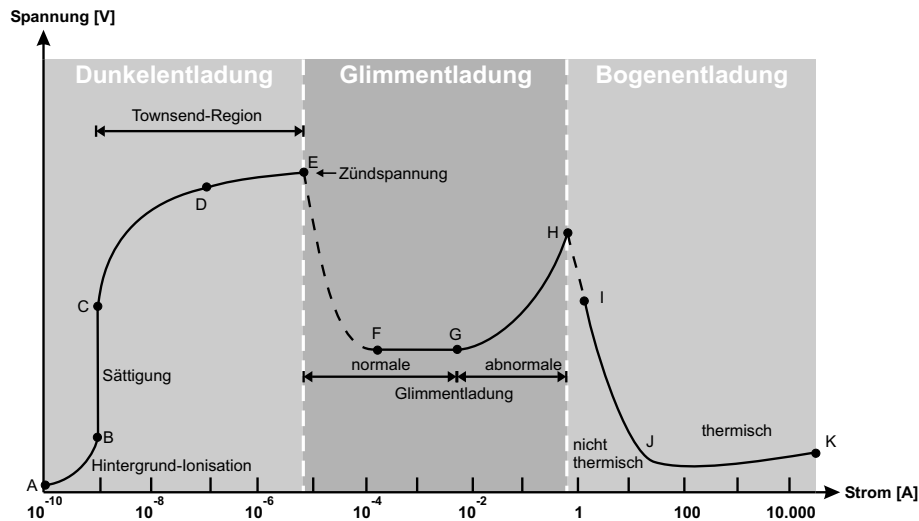


Abbildung 2.5: Strom-Spannungs-Kennlinie einer typischen Niederdruck-Gleichstromentladung (nach [Roth2001]).

Zerfällen erzeugt werden. Thermische Mechanismen der Ladungsträgererzeugung (Ionisation beim Zusammenprall zweier schneller neutraler Atome oder durch Schwarzkörperstrahlung) spielen hingegen erst ab Temperaturen von einigen 1000 K eine Rolle. So wird geschätzt, dass in der gesamten Erdatmosphäre nur alle ca. 10^{500} Jahre zwei Atome zusammenstoßen, die eine zur Ionisation ausreichende kinetische Energie besitzen ([Enge32], S. 84).

Ist die angelegte Spannung so niedrig, dass die freien Ladungsträger im elektrischen Feld nicht genügend Energie aufnehmen können, um beim Stoß mit anderen Gasteilchen diese zu ionisieren und somit weitere freie Ladungsträger zu erzeugen, so beruht der Stromfluss ausschließlich auf den genannten statistischen Prozessen. Man bezeichnet eine solche Gasentladung als *unselbstständig*, es fließt ein Strom im Bereich von unter 10^{-12} Ampere. In Abb. 2.5 wird dieser Bereich durch die Punkte 'A' und 'B' begrenzt. Aufgrund der sehr geringen Dichte von Ladungsträgern ist noch keine Leuchterscheinung sichtbar, man spricht daher auch von einer *Dunkelentladung*.

Erhöht man die angelegte Spannung, so können einzelne Elektronen bereits ausreichend Energie zur Erzeugung von Sekundärelektronen aufnehmen. Der Strom steigt bis auf etwa 10^{-5} A an. Es findet jedoch noch kein nennenswerter Spannungsabfall über dem Plasma statt. Man bezeichnet ein solches Plasma auch als *Townsend-Entladung*.

Es schließt sich bei Strömen über 10^{-5} Ampere der Bereich der *Glimmentladung* an. Er kann eingeteilt werden in "subnormale", "normale" und "abnormale" Glimmentladung. Bei der subnormalen Glimmentladung sinkt die am Plasma anliegende *Plasmaspannung* beim Erreichen einer *Zündspannung* (Punkt 'E' in Abb. 2.5) plötzlich um etwa 200-300 V ab. Dies kennzeichnet den

Übergang von einer unselbständigen zur selbständigen Entladung. Es werden nun mehr Ladungsträger erzeugt als durch Verlustprozesse vernichtet, somit kann sich im Mittel jeder Ladungsträger reproduzieren und das Plasma erhält sich selbständig. Man spricht von einer normalen Glimmentladung. Die Plasmaspannung bleibt auch bei steigendem Strom über einen weiten Bereich konstant. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger erhöht sich nun lawinenartig. Die gesamte Zahl an Sekundärelektronen, die jedes Elektron während des Durchlaufens der Entladungszone im Gas erzeugt, wird durch den *ersten Townsendkoeffizienten*, α , ausgedrückt. Er ist abhängig von der Gasart, der Elektronenenergie, dem elektrischen Feld und dem Druck.

Der Name Glimmentladung deutet an, dass nun das typische Leuchten eines Plasmas sichtbar ist. Im Gas ist jetzt eine hohe Dichte angeregter Atome vorhanden. Bei der Abregung geben die angeregten Elektronen ihre Energie in Form von Photonen ab. Das Foto in Abbildung 2.6 zeigt die Leuchterscheinung eines Plasmas.



Abbildung 2.6: Leuchterscheinung aufgrund von Abregungsprozessen im Plasma am Beispiel einer Leuchtstoffröhre. Die vom Plasma ausgehende UV-Strahlung wird von einer Leuchtschicht an der Innenwand der Röhre durch weitere An- und Abregungsprozesse in sichtbares weißes Licht konvertiert. Das Spektrum ist dabei nicht kontinuierlich wie bei einer Glühbirne, sondern besteht aus zahlreichen diskreten Wellenlängen, die zusammengekommen einen "weißen" Eindruck vermitteln.

Vor der Kathode sammeln sich die im Vergleich zu den Elektronen sehr lang-samen positiven Ionen, es bildet sich eine Schicht starker positiver Raumladung, an der der größte Teil der Plasmaspannung abfällt. Man bezeichnet dies als *Kathodenfall*. Die räumliche Länge und damit die Stärke des Kathodenfalls ist abhängig von der Gasdichte, der Gasart und dem Elektrodenmaterial (siehe Tabelle 2.3). Ist sie kleiner als der Elektrodenabstand, so schließt sich zur Anode hin ein elektrisch nahezu neutraler Bereich an, die *positive Säule*. Sie trägt zur Aufrechterhaltung des Plasmas nur unwesentlich bei, die Prozesse zur Erzeugung von Sekundärelektronen finden nahezu ausschließlich an der Kathode statt. Verantwortlich dafür sind Stöße mit schnellen neutralen Atomen, Ionen, Metastabilen oder Photonen. Beschrieben werden diese Prozesse durch den *zweiten Townsendkoeffizienten*, γ . Er gibt die Anzahl der pro Ion erzeugten Sekundärelektronen an.

Gas	Elektrode			
	Cu	W	Al	Fe
He	177 V	125 V	140 V	150 V
Ne	220 V		120 V	150 V
Ar	130 V		100 V	165 V
N ₂	208 V		180 V	215 V
Luft	370 V		229 V	269 V

Tabelle 2.3: Kathodenfall für verschiedene Gase und Elektrodenmaterialien [Enge34].

Ist der Elektrodenabstand dagegen so klein, dass sich bei dem gegebenen Druck der Kathodenfall nicht voll ausbilden kann, so können die Elektronen im Feld nicht genug Energie zur Ionisation gewinnen. Die Plasmaspannung steigt und schließlich ist keine stabile Entladung mehr möglich.

Beim weiteren Erhöhen des Stroms dehnt sich das Plasma auf die gesamte Kathodenfläche aus. Die Plasmaspannung bleibt dabei konstant. Sobald jedoch die gesamte Kathode bedeckt ist, kann die Stromdichte nur weiter erhöht werden, indem die Erzeugung von Sekundärelektronen effizienter wird. Dafür ist ein Ansteigen der Plasmaspannung nötig, dies ist der Bereich der abnormalen Glimmentladung.

Eine hohe Stromdichte führt zu einer starken Aufheizung der Kathode. Dadurch gewinnen bei der Ladungsträgererzeugung die wesentlich effektiveren thermischen Prozesse die Oberhand. Heiße Flecken auf der Kathode, an denen aufgrund thermischer Prozesse eine stärkere Erzeugung stattfindet, heizen sich immer weiter auf. Dieser selbstverstärkende Prozess führt zu einem stark inhomogenen Plasma, das sich lokal in enge, stark aufgeheizte Kanäle zusammenzieht (*Glow-to-Arc* und *Bogenentladung*). Die Plasmaspannung sinkt dabei auf Werte in der Größenordnung des Ionisationspotentials, also auf einige 10 Volt.

Eine sehr umfassende Behandlung der Gasentladung sowie viele Zahlenwerte finden sich in [Enge32] und [Enge34].

2.1.6 Paschen-Gesetz

Die Zündspannung für eine Gasentladung ist abhängig vom Druck p und dem Elektrodenabstand d . Dies ist das *Paschengesetz*:

$$U_{\text{zünd}} = f(p \cdot d) \quad . \quad (2.10)$$

Abbildung 2.7 zeigt die sogenannte Paschenkurve für verschiedene Gase, d.h. die Zündspannung in Abhängigkeit von dem Produkt aus Druck und Elektrodenabstand, dem "reduzierten Druck" pd .

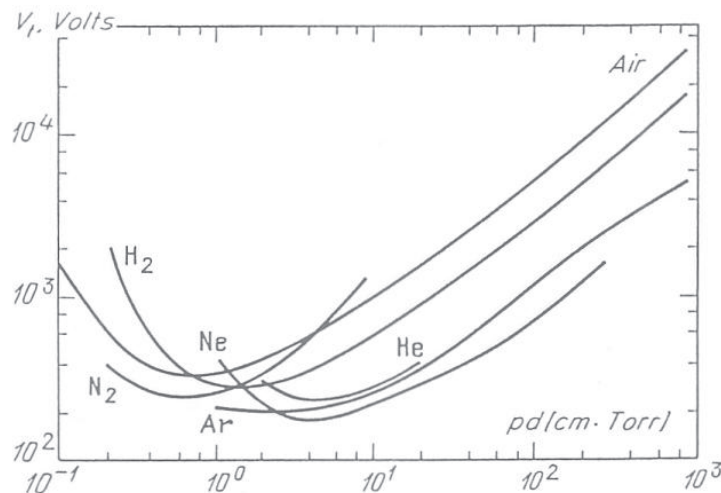


Abbildung 2.7: Zündspannungen verschiedener Gase in Abhängigkeit vom reduzierten Druck pd ("Paschenkurve") [Raiz97].

Für jedes Gas gibt es ein charakteristisches Minimum bei einem bestimmten pd -Wert. Links davon steigt die Zündspannung an, da die Wahrscheinlichkeit abnimmt, dass ein Elektron auf seinem Weg zur Elektrode ein Atom trifft und dieses ionisieren kann. Dies lässt sich wie folgt verdeutlichen: hält man den Elektrodenabstand d fest, so muss zum Verringern von pd der Druck sinken, was die freie Weglänge der Elektronen zwischen zwei Stößen erhöht. Es wird zunehmend unwahrscheinlicher, dass ein Stoß stattfindet, bevor das Elektron auf der Anode auftrifft. Hält man hingegen den Druck konstant und verringert den Elektrodenabstand, so verkleinert man ebenfalls das Verhältnis von Elektrodenabstand zu freier Weglänge und somit die Stoßwahrscheinlichkeit.

Im rechten Ast der Kurve hingegen, also bei steigendem reduzierten Druck pd , steigt die Zündspannung, weil die Wahrscheinlichkeit sinkt, dass ein Elektron zwischen zwei Stößen genügend Energie zur Ionisation seines Stoßpartners aufgenommen hat.

Diese Abhängigkeit der Betriebsparameter wie etwa der Zündspannung von reduzierten Größen wie pd anstelle absoluter Größen ist von großer Bedeutung für die Vergleichbarkeit verschiedener Entladungen bei unterschiedlichen Elektrodenabständen sowie Drücken. Das sogenannte "Ähnlichkeitsgesetz" sagt aus, dass sich Entladungen, die bei gleichem reduziertem Druck pd erzeugt wurden, ähnlich verhalten, solange die verwendeten Elektrodengeometrien vergleichbar sind. Somit lassen sich Entladungen in gewissen Grenzen beliebig skalieren. Etwa verhält sich eine Entladung ähnlich zur ursprünglichen, wenn man sie bei vierfachem Druck, aber einem

vierfach kleineren Elektrodenabstand betreibt. Der reduzierte Druck pd ist in beiden Fällen gleich. Eine weitere reduzierte Größe, die zum Vergleich von Entladungen herangezogen werden kann, ist die reduzierte Feldstärke E/p .

Aufgrund dieses Skalierungsgesetzes lässt sich in erster Näherung von einer herkömmlichen Niederdruckentladung auf die Eigenschaften einer Entladung etwa bei Atmosphärendruck mit entsprechend verkleinerten Elektrodendimensionen schließen. Das Zündspannungsminimum für Helium lässt sich aus Abbildung 2.7 für einen reduzierten Druck im Bereich von etwa $4 \text{ cm} \cdot \text{torr}$ ablesen, dies entspricht $530 \text{ cm} \cdot \text{Pa}$. Bei einem für Niederdruckentladungen typischen Druck von 1 hPa beträgt der ideale Elektrodenabstand somit 53 mm , bei Atmosphärendruck, etwa 100 kPa , hingegen $53 \text{ } \mu\text{m}$. Nach dem Ähnlichkeitsgesetz sollten sich beide Entladungen ähnlich verhalten. Eine Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die beteiligten Prozesse eine lineare Abhängigkeit von Druck, Ladungsträgerdichte usw. aufweisen.

2.1.7 Hohlkathoden

Verabschiedet man sich von der klassischen Elektrodengeometrie eines Plattenkondensators, sondern verwendet eine sogenannte *Hohlkathode*, die einen (üblicherweise zylinderförmigen) Hohlraum bildet (siehe Abbildung 2.8), so lässt sich die Ionisations-Effizienz der Entladung und somit die Stromdichte im Plasma bei gleicher Betriebsspannung deutlich erhöhen, etwa um einen Faktor 100-1000.

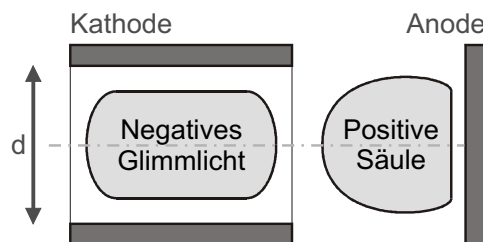


Abbildung 2.8: Schema einer zylindrischen Hohlkathode mit Durchmesser d (nach [Hohn2002]). Im Bereich des negativen Glimmlichts ist die Elektronendichte besonders hoch, hier finden die meisten Anregungs- und Ionisationsvorgänge statt, was die Leuchterscheinung ("Glimmlicht") erklärt.

Dazu tragen mehrere verschiedene Mechanismen bei:

- a. der sogenannte *Pendeleffekt*: schnelle Elektronen können innerhalb der Kathode mehrfach von den Wänden reflektiert werden, legen also innerhalb der Entladung einen wesentlich längeren Weg zurück und können so häufiger ionisieren [Helm72].
- b. es ist ein deutlich höherer Anteil höherenergetischer Elektronen ($E_{e^-} > 16 \text{ eV}$) vorhanden als bei planarer Elektrodengeometrie [Boro66, Gill77]

- c. die Kathodenfalllänge ist kleiner ([Bade60]), daher treffen mehr höher-energetische Ionen auf die Kathode, was die Produktion von Sekundärelektronen erhöht. Gleichzeitig sind aufgrund der Geometrie die Verluste von energiereichen Teilchen an den Wänden geringer [Litt54, Stur67]
- d. wegen der höheren Plasmadichte treten verstärkt mehrstufige Prozesse auf.

Der stärkste dieser Effekte ist wohl der Pendeleffekt. Er tritt jedoch nur auf, wenn die Abmessungen der Hohlkathode etwa im Bereich des Ein- bis Zehnfachen der freien Weglänge der Elektronen liegen. Bei zu kleiner Geometrie sind die Verluste von Elektronen ohne vorherige Wechselwirkung an den Wänden zu groß. Bei zu großer Dimensionierung stoßen die Elektronen bereits, bevor sie im Feld ausreichend Energie zur Ionisation aufgenommen haben.

Im Gegensatz zur planparallelen Elektrodenanordnung spielt bei der Hohlkathode somit neben dem reduzierten Druck auch die Geometrie eine entscheidende Rolle.

2.1.8 Mikrohohlkathoden

Dass Hohlkathoden entgegen ihrer üblichen Verwendung bei Niederdruck (wenige hPa) auch mit wesentlich höheren Drücken betrieben werden können, zeigte A. White bereits 1959 anhand von *Mikrohohlkathoden*. Die Ähnlichkeitsgesetze sagen voraus, dass sich eine Entladung auch bei höherem Druck betreiben lässt, sofern man nur das Produkt pd konstant hält, also den Elektrodenabstand bzw. Hohlkathodendurchmesser (beide gehen in den Parameter d ein) deutlich verringert. Er bestätigte diese Voraussage, indem er zeigte, dass Hohlkathoden mit Abmessungen im Submillimeterbereich bei einem Druck von mehreren 100 hPa ein ähnliches Verhalten zeigen wie herkömmliche Hohlkathoden bei niedrigem Druck [Whit59].

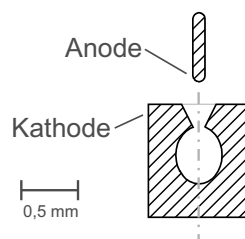


Abbildung 2.9: Mikrohohlkathodengeometrie nach A. White [Whit59].

Abbildung 2.9 zeigt die von White verwendete Elektrodengeometrie. Als Hohlkathode diente ein Hohlraum mit einigen 100 μm Durchmesser in einem Metallblock, als Anode ein dünner metallischer Stift.

Eine weitere Elektrodengeometrie, die sich bei hohem Druck einsetzen lässt, wurde in unserer Arbeitsgruppe aufgrund einer Beobachtung an *”Gas Electron Multiplier”*-Folien (kurz *”GEM-Folien”*) gefunden. Diese werden in der Hochenergie-Kernphysik, z.B. am CERN in Genf, zur Verstärkung des Elektronensignals in Gasdetektoren zum Teilchennachweis verwendet [Saul97]. Sie bestehen aus einer typischerweise $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Kunststoff-Folie aus dem Polyimid Kapton (® Dupont) mit beidseitigen großflächigen Kupfer-Elektroden von etwa $8\text{ }\mu\text{m}$ Dicke. Durch ein Nass-Ätzverfahren werden in diese Mehrschicht-Folien bis zu 5.000 Poren pro cm^2 mit einem Durchmesser von jeweils ca. $50\text{ }\mu\text{m}$ eingebracht.

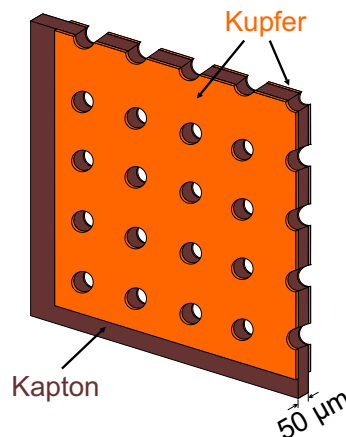


Abbildung 2.10: GEM-Folie (schematisch): auf einer $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Folie aus Kapton sind beidseitig Kupfer-Elektroden aufgetragen. Durch dieses *”Sandwich”*-System sind zahlreiche Poren geätzt. Typische Parameter sind dabei $50\text{ }\mu\text{m}$ Porendurchmesser und $150\text{ }\mu\text{m}$ Rasterweite.

Die nachzuweisenden hochenergetischen Teilchen erzeugen in dem unter hohem Druck (zirka 100 kPa) stehenden Detektorgas durch Ionisation freie Elektronen. Legt man zwischen den Elektroden der GEM-Folie eine Spannung an, so werden diese Elektronen im elektrischen Feld innerhalb der Poren beschleunigt und können dann weitere Atome ionisieren. Es entsteht eine Ladungslawine, bei der es sich um eine Gasentladung im Townsend-Bereich handelt. Auf diese Weise lässt sich eine Signalverstärkung etwa um einen Faktor 1000 erzielen.

Im praktischen Betrieb kommt es jedoch vor, dass die Gasentladung den Townsend-Bereich verlässt und ein selbsterhaltendes Plasma gezündet wird. Dies ist ein unerwünschter Effekt, der nicht nur die Messung verfälscht, sondern auch die Lebensdauer der Folien drastisch herabsetzt. Diese Beobachtung, dass sich mit GEM-Folien ein Plasma bei hohem Druck zünden lässt, führte in unserer Gruppe zu einer gezielten Untersuchung dieses unerwünschten *”Nebeneffekts”* mit dem Ziel, die GEM-Folien für den Betrieb stabiler Hochdruckplasmen zu optimieren. Unsere Weiterentwicklung, die sog-

nannten *”Mikro-Struktur-Elektroden”* (MSE), werden in Kapitel 3.1 ausführlich beschrieben.

Im Vergleich zu Whites Mikrohohlkathoden ist bei dieser Geometrie auch die Anode hohl, zudem ist die Kathode offen und schließt den Hohlraum nicht mehr komplett ein. Wie in Kapitel 3.1.4 gezeigt wird, hat dies jedoch keinen entscheidenden Einfluss auf die Ausbildung der Hochdruck-Entladung.

2.2 Überschall-Gasjet und Plasmajet

Porenförmige Mikrohohlkathoden wie in den GEM-Folien lassen sich zum einen mit gleichem Gasdruck auf beiden Seiten betreiben. Dies wird als *”statischer Modus”* bezeichnet. Es ist jedoch auch möglich, mit einer starken Druckdifferenz zwischen beiden Seiten zu arbeiten, zum Beispiel 0,1 MPa auf der einen und Vakuum ($< 10^{-3}$ hPa) auf der anderen Seite [Pena98, Hohn2000a]. Dabei tritt ein starker, gerichteter Gasfluss durch die Pore auf. Die Gaspartikel expandieren dabei adiabatisch, sie werden auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt und wechselwirken nicht mehr miteinander. Die innere Temperatur des Strahls, also die Breite der Geschwindigkeitsverteilung, nimmt extrem ab. Diese Phänomene werden im folgenden genauer betrachtet.

2.2.1 Erzeugung einer adiabatischen Überschall-Expansion

Lässt man Gas ausgehend vom Druck p_0 durch eine Düse in einen Bereich geringeren Drucks p_b expandieren, so wird die freie Enthalpie des Gases, also sowohl die thermische Energie kT_0 als auch die gespeicherte Druckarbeit p_0V , in eine gerichtete Vorwärtsbewegung der Gase umgewandelt. Man erhält einen gerichteten Gasstrahl mit geringer transversaler Geschwindigkeit. Aufgrund der zahlreichen während der Expansion stattfindenden Stöße gleicht sich die Geschwindigkeit der einzelnen Atome stark an, die Geschwindigkeitsverteilung und somit innere Temperatur des Strahls nimmt ab. Im Falle eines idealen Vakuums ($p_b = 0$ Pa) auf der Niederdruckseite sowie eines idealen Gases würde die Umwandlung von freier Enthalpie in gerichtete Bewegung vollständig geschehen. Die interne Temperatur würde dann auf 0 K sinken und die freie Weglänge wäre unendlich groß. Bei den real auftretenden Drücken $p_b > 0$ Pa behalten die Atome hingegen einen Rest thermischer Energie.

Ein kalter Gasstrahl ist interessant als Target für atomphysikalische Stoßexperimente, bei denen die zu vermessenden Impulse so klein sind, dass sie

von der üblichen thermischen Bewegung der Atome völlig ausgeschmiert würden. So besitzen Heliumatome bei 300 K eine durchschnittliche Geschwindigkeit von rund 1360 m/s, dies entspricht einer thermischen Energie von $kT_0 = 36$ meV. Die Energien, die bei vielen Stoßexperimenten gemessen werden sollen, liegen hingegen im Bereich von 1 meV, sie wären also ohne eine interne Kühlung des Strahls nicht messbar.

Die Gasatome bzw. -moleküle werden beim Durchfliegen des Düsenkanals aufgrund des Druckgradienten zwischen Düsenein- und -ausgang beschleunigt. Die Teilchen starten mit einem Anfangsdruck p_0 und einer Temperatur T_0 . Am Düsenausgang kann – unabhängig vom Hintergrunddruck p_b auf der Vakuumseite – maximal Schallgeschwindigkeit erreicht werden. Die sogenannte *Machzahl*, die den Quotienten aus Geschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit darstellt, ist dann $M = 1$. Ist der Druck des Gasstrahls hinter der Düse immer noch größer als der Hintergrunddruck, so expandiert das Gas weiter, erreicht also Überschallgeschwindigkeit ($M > 1$). Man spricht dann von einem *Überschalljet* bzw. *Supersonic Jet*. Die Bedingung hierfür ist, dass das Verhältnis p_0/p_b größer ist als ein kritischer Wert G :

$$G = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.11)$$

mit $\gamma = c_p/c_v$, wobei $c_{p,v}$ die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck bzw. Volumen ist. Dieses kritische Verhältnis zwischen Vordruck und Hintergrunddruck beträgt für alle Gase $G \leq 2,1$. Das Gas erreicht nach der Expansion eine Endgeschwindigkeit (*„Jetgeschwindigkeit“*) von

$$v_{jet} = \sqrt{\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{2kT_0}{m}}. \quad (2.12)$$

Bei Helium mit einer Temperatur von 300 K beispielsweise werden die Teilchen von der ungerichteten mittleren Geschwindigkeit von 1300 m/s auf eine gerichtete Geschwindigkeit im Jet von über 1700 m/s beschleunigt.

Die Abnahme der internen Temperatur des Strahls, also der Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Atome bzw. Moleküle, bei der Expansion verdeutlicht Abb. 2.11. Sie zeigt die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung eines Nicht-Überschall-Gasstrahls bei $T=300$ K sowie eines Überschalljets, der eine deutlich schmalere Verteilung aufweist. Die Messung basiert auf einem Gasstrahl, der von einem sogenannten Chopper durch periodisches Abblenden des Strahls in einzelne Pakete zerhackt wird [Toen90]. Die gemessenen

Flugzeiten vom Chopper bis zu einem Detektor geben direkt Aufschluss über die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen.

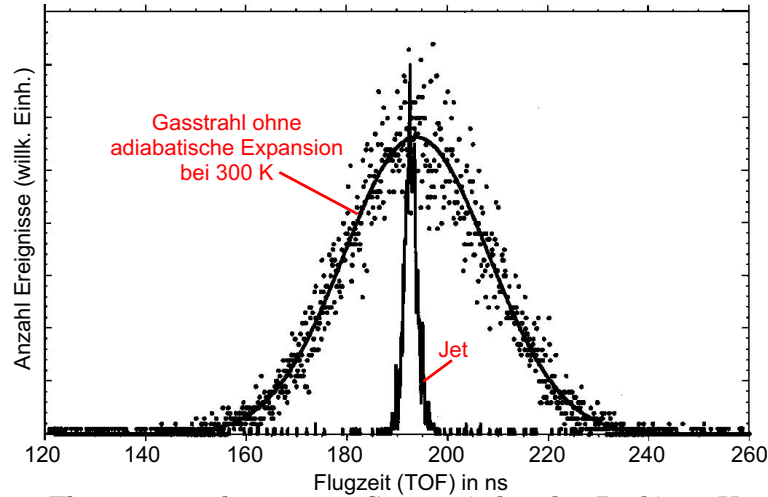


Abbildung 2.11: Flugzeitverteilung eines Gasjets (schmaler Peak) im Vergleich zu einem Gasstrahl bei 300 K, bei dem keine Überschallexpansion stattfindet (breite Verteilung) [Jard93].

Das Verhältnis der Jetgeschwindigkeit zur Relativgeschwindigkeit der Teilchen untereinander, das so genannte *Speed Ratio*, ist ein wichtiges Kriterium für die Beurteilung der "Qualität" eines Jets. Es ist gegeben durch die empirische Formel:

$$S := \sqrt{\frac{mv_{jet}^2}{2kT}}. \quad (2.13)$$

Das Verhältnis der Temperaturen vor und nach der Expansion beträgt

$$\frac{T_0}{T} = \frac{2}{5} S^2. \quad (2.14)$$

Das Speed Ratio ist zudem abhängig vom Düsendurchmesser d , vom Vordruck p_0 sowie von der Temperatur T_0 [Toen77]. Diesen Zusammenhang zeigt Abbildung 2.12. Sowohl eine niedrigere Temperatur als auch ein größerer Druck oder Düsendurchmesser führen zu einem höheren Speed Ratio. In der Praxis ist es zur Maximierung des Speed Ratios nicht sinnvoll, den Düsendurchmesser zu vergrößern, da dieser quadratisch in den Gasfluss $\dot{V} = \Delta V / \Delta t$ durch die Pore eingeht ($\dot{V} \sim p_0 \cdot d^2$) und somit ein größerer Düsendurchmesser eine ungleich höhere Pumpleistung in der Vakuumkammer erfordert. Es ist daher eher empfehlenswert, die Düsentemperatur zu verringern oder den Vordruck zu erhöhen.

In einem Überschalljet finden komplizierte Strömungsvorgänge statt. Der Jet lässt sich in verschiedene Bereiche wie in Abb. 2.13 angedeutet einteilen, auf die ich hier nur kurz eingehen möchte. Eine genauere Erläuterung findet sich

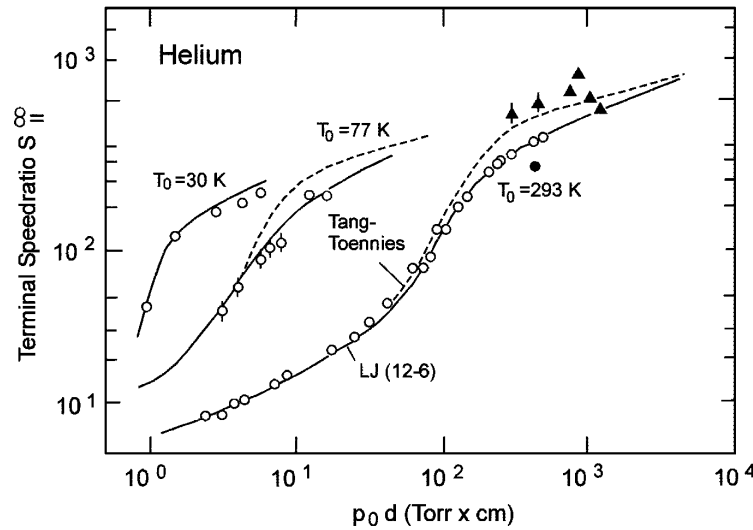


Abbildung 2.12: Temperatur- und pd -Abhängigkeit des Speedratios für einen Helium-Überschall-Gasjet [Brus89].

in [Mill88]. In der als *"Zone of Silence"* bezeichneten Zone fliegen die Teilchen wechselwirkungsfrei, also ohne miteinander zu stoßen. Die Ursache hierfür ist, dass sich der Jet mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, der Informationsaustausch jedoch nur mit Schallgeschwindigkeit ablaufen kann.

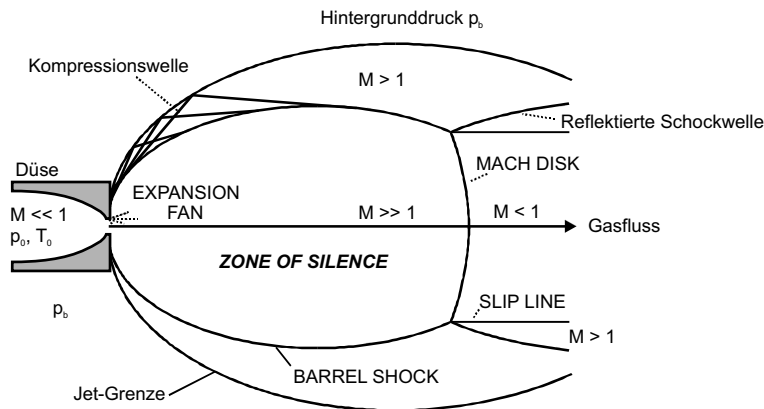


Abbildung 2.13: Erzeugung eines Überschall-Gasjets (schematisch, nach [Mill88]): Gas mit dem Anfangsdruck p_0 und der Temperatur T_0 strömt durch eine Düse in ein Volumen des Drucks $p_b < p_0$. Bei ausreichender Druckdifferenz findet eine adiabatische Expansion statt. Die sich ausbildende komplizierte Gasströmung lässt sich in die hier gezeigten Bereiche aufteilen. Besonders interessant ist dabei die *"Zone of Silence"*, in der sich die Gasteilchen wechselwirkungsfrei mit Überschallgeschwindigkeit (Machzahl $M > 1$) bewegen. Der Gasjet bricht an der *"Mach Disk"* zusammen, hier finden erneut Stöße statt.

Im Abstand von

$$x_m = \frac{2}{3} \left(\frac{p_0}{p_b} \right)^{\frac{1}{2}} d \quad (2.15)$$

hinter der Düse steigt der Druck in der Expansionsregion aufgrund von Stößen mit dem Restgas in die Größenordnung von p_b . Diese Wechselwirkung bremst den Jet von Überschallgeschwindigkeit auf Schallgeschwindigkeit.

keit (Machzahl $M=1$) ab, es tritt eine Schockfront auf, die "Mach Disk". Sie trennt die Zone of Silence ($M>1$) von der darauffolgenden Unterschallströmung ($M<1$).

Um den Überschalljet über größere Entfernungen als x_m transportieren zu können, muss der lokale Druck p_b verbessert werden. Dies geschieht üblicherweise, indem man den Gasstrahl aus der sogenannten *Expansionskammer*, in welche das Gas aus der Düse expandiert, durch eine Blende in eine zweite, separat gepumpte Vakuumkammer mit niedrigerem Druck treten lässt. Der Abstand dieser Öffnung von der Düse muss kleiner als x_m sein, damit die Überschallströmung nicht schon zuvor zusammenbricht. Um den störenden Einfluss der Blende auf die freie Expansion gering zu halten, verwendet man in der Regel eine z.B. kegelförmige Blende, einen sogenannten *Skimmer* (siehe Abb. 2.14). Diese Geometrie hat den Vorteil, dass die langsamere Außenströmung, welche maßgeblich für den Zusammenbruch des Jets verantwortlich ist, abgetrennt werden kann, während der wechselwirkungsfreie Bereich des Jets in einen Bereich besseren Vakuums überführt wird, ohne ihn wesentlich zu stören.

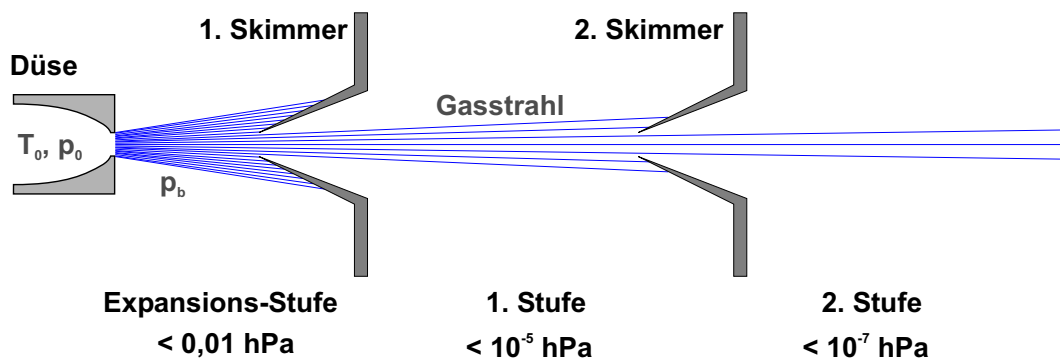


Abbildung 2.14: Mit Hilfe eines Skimmers lässt sich aus der wechselwirkungsfreien *Zone of Silence* der innere Bereich des Überschall-Gasjets "herausschneiden" und so über größere Entfernungen transportieren. In der Kammer hinter dem Skimmer ist der Druck um mehrere Größenordnungen besser, so dass sich - gegebenenfalls durch Kombination mehrerer Skimmerstufen, wie hier gezeigt - der Gasstrahl auch ins Ultrahochvakuum überführen und dort für Experimente nutzen lässt.

Je nach der gewünschten Anwendung kann ein solches Jetsystem auch mehrstufig mit dementsprechend mehreren hintereinander angeordneten Skimmern und jeweils separat gepumpten Vakuumkammern aufgebaut sein (Abb. 2.14). Auf diese Weise kann der Gasjet auch bei Experimenten mit besonders hohen Anforderungen an das Vakuum benutzt werden.

Da die Jetdüse eine nahezu punktförmige Quelle darstellt und sich die Gasatome geradlinig fortbewegen (sofern man den bei hohen Geschwindigkeiten geringen Einfluss der Schwerkraft vernachlässigt), wird der Divergenz-

winkel des Strahls lediglich durch den Abstand zwischen Skimmer und Düse sowie den Öffnungsdurchmesser des Skimmers bestimmt.

Eine ausführlichere Darstellung der thermodynamischen Grundlagen von Überschall-Jets bietet z.B. [Jagu94]

2.2.2 Der Plasmajet

Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Ionenquelle wird das Prinzip eines Überschall-Gasjets mit einer in der Jet-Düse brennenden Entladung kombiniert. Da die starke Gasströmung die im Plasma entstehenden energiereichen Komponenten mitreißt, erhält man einen Gasjet, der neben neutralen Atomen auch angeregte und metastabile Atome sowie Ionen enthält, einen "Plasmajet" [Hohn2002]. Das Prinzip der Kühlung des Strahls durch die Expansion sollte genauso für die angeregten und metastabilen Atome sowie die Ionen gelten, so dass ein Ionenstrahl mit sehr geringer interner Temperatur zu erwarten ist.

Abbildung 2.15 zeigt den schematischen Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung eines Plasmajets mit einer MSE als Düse sowie einem Skimmer.

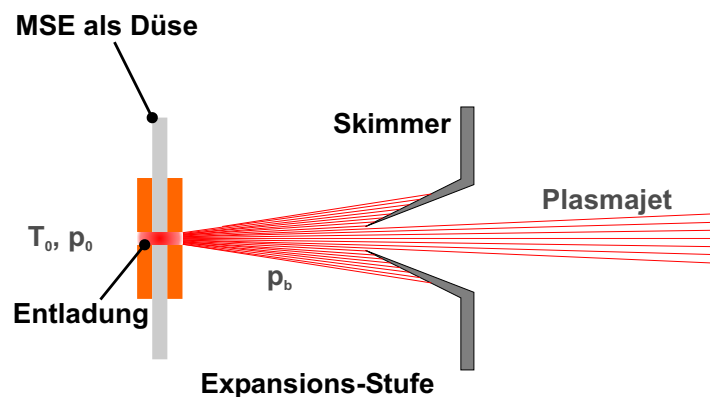


Abbildung 2.15: Erzeugung eines Plasmajets: die Funktion der Düse wird von der Pore einer MSE übernommen. In dieser brennt ein Plasma, so dass der entstehende Überschall-Gasjet neben neutralen auch angeregte Atome bzw. Moleküle sowie Ionen enthält.

2.3 Ionenextraktion unter Raumladung

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Ionen untersucht werden, die in einer mit Mikrostrukturelektroden bei hohem Druck erzeugten Gasentladung entstehen. Die Ionen, die aufgrund von Diffusionsprozessen sowie der starken Gasströmung durch die Pore aus dem Plasmavolumen austreten, stoßen sich aufgrund ihrer gleichnamigen Ladung voneinander ab. Gerade bei hohen Ionenströmen sind diese sogenannten Raumladungskräfte so stark, dass der entstehende Ionenstrahl extrem divergent wird und regelrecht aufplatzt. Die maximal in einem Strahl transportierbare Stromdichte ist durch

die Raumladung begrenzt, diesen Zusammenhang beschreibt das *Child-Langmuir-Gesetz*. Ursprünglich entwickelt wurde es für die Berechnung der maximalen Elektronen-Stromdichte j zwischen zwei unendlich ausgedehnten parallelen Elektroden, zwischen denen eine Spannung U_{Ex} anliegt (siehe Abbildung 2.16). Man bezeichnet dies als *Diodensystem*.

Der Einfluss einer eventuellen Öffnung in der Extraktionselektrode, durch welche der Strahl zur weiteren Nutzung aus dem Diodensystem extrahiert werden kann, wird dabei nicht berücksichtigt.

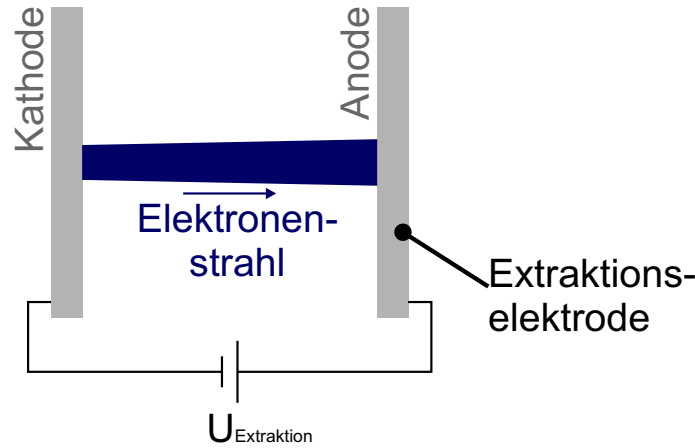


Abbildung 2.16: Diodenextraktion (schematisch): an der Kathode erzeugte Elektronen werden mit Hilfe der zwischen Kathode und Anode anliegenden Extraktionsspannung $U_{Extraktion}$ beschleunigt und zu einem Strahl formiert. Der Austritt des Strahls durch eine Öffnung ist in den theoretischen Betrachtungen von Child und Langmuir nicht vorgesehen.

Das Child-Langmuir-Gesetz lässt sich auch auf die Extraktion von Ionen aus einem Plasma anpassen, es lautet dann:

$$j = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot Z \cdot e}{m_i}} \frac{\sqrt{U_{Ex}}}{d^2}, \quad (2.16)$$

wobei d den Elektrodenabstand, Z den Ladungszustand der Ionen und m_i die Ionenmasse bezeichnen. ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante.

Die Ionen starten jedoch nicht, wie im Falle der Elektronen, von einer planen Elektrode aus, sondern im Plasma (Abb. 2.17). Dieses bildet eine gekrümmte Grenzschicht aus: den *”Plasmameniskus”*. Da sich die im Plasma vorhandenen Ionen träger bewegen als die Elektronen, gibt es im Plasma sozusagen einen *”Überschuss”* an Ionen, der für eine positive Raumladung sorgt. Daher liegt das Plasma auf einem etwas höheren Potential als die Kathode, man spricht vom *”Plasmapotential”*. In der Plasmagrenzschicht muss das Potential auf das Kathodenpotential abfallen. Sie schirmt das Innere des Plasmas gegen äußere Felder ab. Die Ionen werden durch den Potentialabfall in der Grenzschicht beschleunigt und verlassen diese somit auf Bahnen, die senkrecht zur Oberfläche stehen.

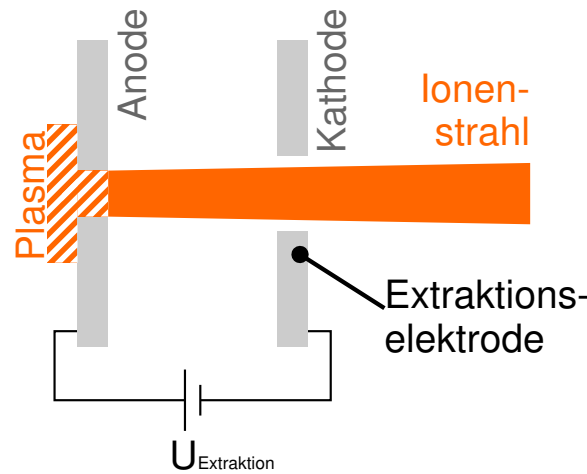


Abbildung 2.17: Diodenextraktion von Ionen, die im Plasmavolumen (hinter der Anode) erzeugt werden und durch die Plasmarandschicht Richtung Kathode austreten.

Der Plasmameniskus stellt sich immer so ein, dass die Ionenstromdichte, die durch ihn hindurch aus dem Plasma tritt, dem raumladungsbegrenzten Maximum gemäß Gleichung 2.16 entspricht. Die Stromdichte an aus dem Plasma diffundierenden Ionen j wiederum ist abhängig von der Plasmadichte n_i (welche im Fall von ausschließlich einfach geladenen Ionen gleichzusetzen ist mit der Elektronendichte n_e).

Um das raumladungsbegrenzte Maximum an den tatsächlich aus dem Plasma gewonnenen Ionenstrom anzupassen, muss sich bei gegebener Extraktionsspannung U_{Ex} und gegebener Plasmadichte der Elektrodenabstand d entsprechend verändern, also der Abstand zwischen der Extraktionselektrode sowie dem als virtuelle Elektrode dienenden Plasmameniskus.

Dies zeigt Abbildung 2.18: bei niedriger Plasmadichte n_e vergrößert sich d , der Plasmameniskus nimmt eine konkave Form an. Man erhält einen stark fokussierten Ionenstrahl (linkes Bild). Bei hoher Plasmadichte hingegen wölbt sich die Grenzschicht der Extraktionselektrode konvex entgegen, der Strahl wird stark divergent (rechtes Bild). Bei einer mittleren Dichte n_0 erhält man einen geraden Meniskus (mittleres Bild). Aufgrund der inneren Raumladungskräfte des Ionenstrahls ist jedoch auch hier der Strahl leicht divergent, einen Parallelstrahl erhält man bei leicht konkavem Plasmameniskus.

Da die Ionen nicht auf dem Potential der Plasmaelektrode, sondern dem höheren Plasmapotential starten, entspricht die von ihnen durchlaufene Spannung nicht genau der von außen angelegten Beschleunigungsspannung. Das Child-Langmuir-Gesetz gilt daher nur für hohe Extraktionsspannungen, wo diese Differenz vernachlässigbar ist. Zudem ist im Child-Langmuir-Gesetz der Effekt, dass Elektronen an der Plasmagrenzschicht ins Plasma zurückreflektiert werden, nicht berücksichtigt.

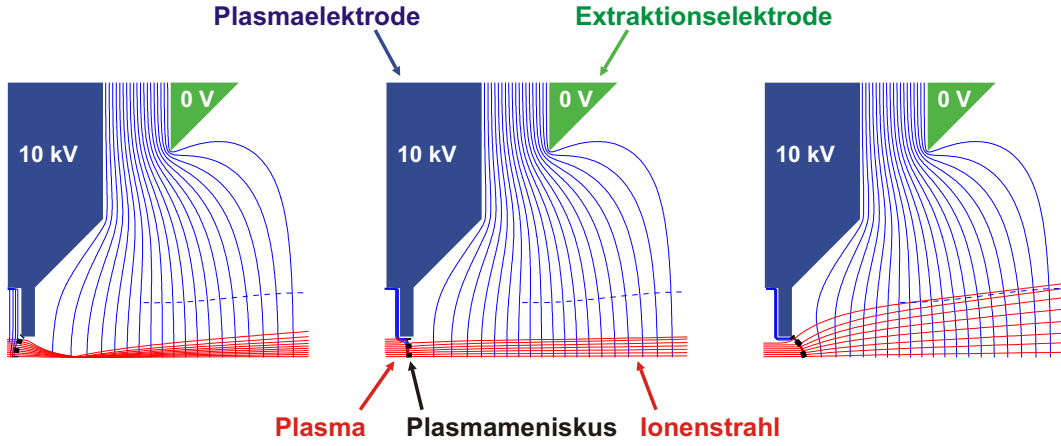


Abbildung 2.18: Diodenextraktion eines Ionenstrahls aus einem Plasma (Simulation mit IGUN). Links geringe Plasmadichte ($n_i < n_0$), in der Mitte mittlere ($n_i = n_0$) und rechts hohe ($n_i > n_0$), bei gleichen Extraktionsspannungen. Der Plasmameniskus ist jeweils schwarz gestrichelt eingezeichnet.

Die Ionenextraktion aus einem Plasma lässt sich mit dem Programm IGUN von R. Becker [Becker92,98] auf der Grundlage der Plasmagrenzschicht und der Potentiale zwischen den Elektroden simulieren. Dabei findet das Bohm-Kriterium Anwendung, nach dem die Ionen mit einer gerichteten Anfangsgeschwindigkeit in die Plasmagrenzschicht eintreten, die größer sein muss als die Ionenschallgeschwindigkeit

$$v_s = \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{m_i}} . \quad (2.17)$$

Simulationen der für diese Arbeit gewählten Extraktionsgeometrie finden sich in Kapitel 3.3.3. Jedoch berücksichtigt IGUN nicht, dass beim Plasmajet Ionen nicht nur durch Diffusion aus dem Plasma austreten, sondern auch aufgrund des starken Gasflusses durch die Mikropore. Die Ionenschallgeschwindigkeit beträgt laut Gleichung 2.17 etwa $v_s = 4900 \text{ m/s}$ für Helium bei einer mittleren Elektronentemperatur von 1 eV, wie sie für MSE-Hochdruckentladungen im statischen Betrieb gilt [Pena2002]. Die Gasgeschwindigkeit am Düsenausgang hingegen liegt zwischen der lokalen Schallgeschwindigkeit ($M = 1$) und der Jetgeschwindigkeit von etwa $v_{jet} = 1700 \text{ m/s}$ (nach Gleichung 2.12). Inwieweit sich diese Geschwindigkeit auf die Extraktion der Ionen auswirkt, ist bisher nicht geklärt.

Der in dieser Arbeit entwickelte Aufbau zur Ionenerzeugung und zur Extraktion eines Ionenstrahls wird, wegen der geringen Abmessungen der aktiven Plasmazone, im folgenden als *”Mikro-Ionenquelle”* bezeichnet.

2.4 Analyse des Ionenstrahls

Um zu analysieren, welche Arten von Ionen sich in dem erzeugten Strahl befinden, muss man diese mit Hilfe eines Massenspektrometers nach ihren verschiedenen Verhältnissen von Ladungszustand zu Ionenmasse, m/q , aufspalten. Ionen mit identischen m/q -Verhältnissen lassen sich nicht unterscheiden, so kann ein bei $m/q = 2$ gemessener Ionenstrom sowohl von einfach geladenen Wasserstoff-Molekülionen, H_2^+ ($m = 2$, $q = 1+$), als auch von doppelt geladenen Helium-Ionen, He^{2+} ($m = 4$, $q = 2+$) stammen.

Im Rahmen dieser Arbeit fanden zwei verschiedene massenspektrometrische Verfahren Anwendung. Eines basiert auf der Ablenkung der Ionen in einem Magnetfeld, das andere verwendet stattdessen elektrische Felder. Beide Prinzipien werden im folgenden kurz erläutert.

2.4.1 Magnetische Massenspektrometrie

Magnet-Massenspektrometer nutzen aus, dass Ladungen, die sich in einem Magnetfeld bewegen, eine Ablenkung aufgrund der Lorentz-Kraft erfahren. Lässt man durch enge Eingangs- und Ausgangsschlitze nur eine bestimmte Flugbahn durch den Ablenkmagneten zu, so können nur Ionen einer bestimmten Ladung und Geschwindigkeit bei gegebenem Magnetfeld den Magneten passieren, die übrigen treffen auf die Strahlrohrwände oder die Austrittsblende. Abbildung 2.19 zeigt schematisch einen solchen Analysiermagneten, Details zur magnetischen Massenspektrometrie finden sich in Anhang B.1.

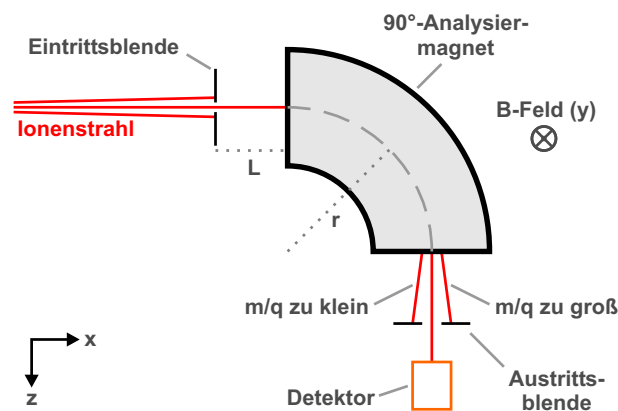


Abbildung 2.19: Schema eines magnetischen Massenspektrometers mit Blenden, Analysiermagnet und Ionendetektor. Das Magnetfeld zeigt senkrecht zum Strahl in y-Richtung. L ist der Abstand zwischen Blenden und Magnetkanten, r der Biegungsradius des Magneten.

2.4.2 Quadrupol-Massenspektrometer

Ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) beruht auf der Ablenkung elektrisch geladener Teilchen in einem äußeren elektrischen Feld.

Die Aufspaltung der Ionen nach den verschiedenen Massen bzw. Ladungszuständen geschieht mit Hilfe von Resonanzeffekten der Ionen mit einem elektrischen Wechselfeld. Das Quadrupol-System besteht aus vier Metallstäben (siehe Abb. 2.20), an die eine Gleichspannung, überlagert von einer hochfrequenten Wechselspannung, angelegt wird. Die jeweils gegenüberliegenden Elektroden liegen dabei auf dem selben Potential. Beim Durchfliegen des Systems werden die Ionen zu Schwingungen angeregt. Nur solche Ionen können das System passieren, deren Masse-Ladungs-Verhältnis zu dem angelegten Potential "passt". Alle übrigen erfüllen die Resonanzbedingung für den Durchflug nicht und kollidieren mit den Elektroden. Eine detaillierte Beschreibung des Funktionsprinzips findet sich im Anhang in Abschnitt B.2.

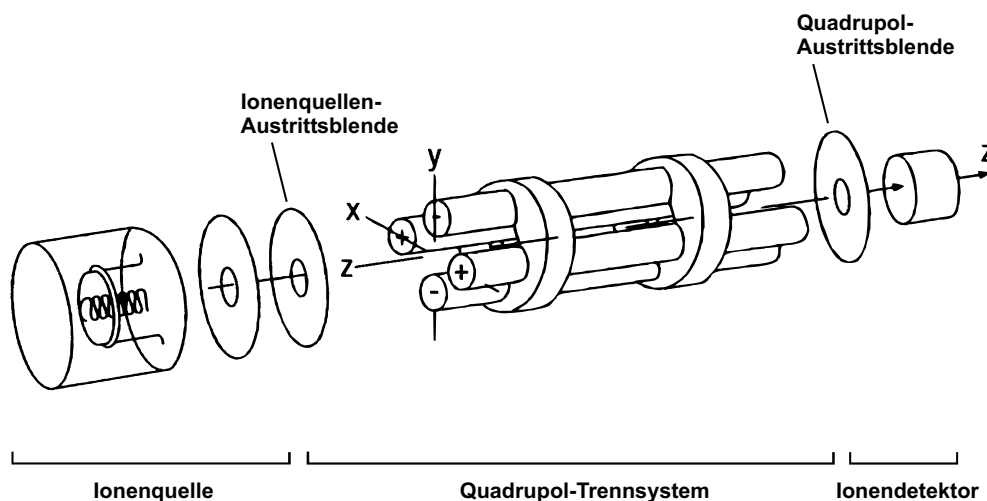


Abbildung 2.20: Schematischer Aufbau eines Quadrupol-Massenspektrometers (QMS), nach [Umra97]. Kernstück ist das Quadrupol-Trennsystem mit vier stabförmigen Elektroden. Die eingezeichnete Ionenquelle entfällt bei dem in dieser Arbeit verwendeten QMS und wird durch die Mikro-Ionenquelle ersetzt.

QMS finden häufig in der Gasanalyse Anwendung, hier ist zusätzlich eine Ionenquelle (z.B. auf Basis einer Elektronenkanone) zur Ionisation des zu untersuchenden Gases eingebaut. Die erzeugten Ionen werden durch ein Linsensystem in das Quadrupol-Trennsystem überführt. Zur Untersuchung der im Plasmajet erzeugten Ionen ist eine solche zusätzliche Ionenquelle unnötig.

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Mikrostruktur-Elektroden (MSE)

Wie in Kapitel 2.1.8 erläutert, kann mit Hohlkathoden auch bei hohem Druck ein Plasma erzeugt werden. Dazu müssen die Abmessungen (Elektrodenabstand und Kathodendurchmesser) im Bereich von $100\text{ }\mu\text{m}$ liegen. Statt zwei Elektroden in einem so geringen Abstand gegenüberzustellen, bietet sich die wesentlich leichter zu handhabende Lösung an, ein Mehrschichtsystem zu verwenden, bei dem eine dünne Isolatorfolie zwei Metallelektroden voneinander trennt. In dieses System wird ein Loch mit einem Durchmesser in der Größenordnung von $50\text{-}350\text{ }\mu\text{m}$ eingebracht, in welchem sich nun - durch Anlegen einer ausreichend hohen Spannung an die Elektroden - ein Plasma zünden lässt.

Über die Wahl der Isolatordicke lässt sich ein beliebiger konstanter Abstand zwischen den Elektroden erreichen, und sich somit die Zündspannung bei gegebenen Druck so anpassen, dass man sich im Paschen-Minimum befindet.

3.1.1 MSE auf der Basis von Kunststoff-Folien

Dieses "*Mikrostruktur-Elektroden*" (MSE) genannte System basiert auf den in Gasdetektoren verwendeten GEM-Folien (siehe Kapitel 2.1.8), also einer Kapton-Folie mit beidseitig aufgetragenen Kupfer-Elektroden. Als Optimierung für den Betrieb einer selbständigen Entladung wurde gegenüber den GEM-Folien die Dicke der Elektroden deutlich vergrößert (bis auf $150\text{ }\mu\text{m}$). Auf der Kathodenseite ist dies notwendig, da ansonsten die vom Plasma bedeckte Elektrodenoberfläche zu gering wäre, um die Produktion einer ausreichenden Anzahl von Sekundärelektronen zu gewährleisten. Mit dünneren

Kathoden als $40\text{ }\mu\text{m}$ ist aus diesem Grund keine stabile Entladung möglich. Die Anode kann hingegen wenige μm dünn sein. Weitere Vorteile dickerer Elektroden sind eine höhere Haltbarkeit sowie bessere Wärmeabfuhr. Im Vergleich zu den GEM-Folien wurde zudem die Porendichte stark reduziert, um die Folien nicht durch sehr große Leistungsdichten zu schnell zu zerstören.



Abbildung 3.1: Schematischer Schnitt durch eine MSE-Pore: auf einer Trägerfolie aus Kapton sind zwei Kupferelektroden aufgebracht. In dieses Mehrschichtsystem werden Poren mit Durchmessern bis zu einigen $100\text{ }\mu\text{m}$ geätzt.

Mit großflächigen Kapton-MSE mit Arrays von hunderten oder tausenden von Löchern konnten stabile Glimmentladungen bei Atmosphärendruck erzeugt werden [Bräu98, Hohn2000b]. Solche flächigen Plasmen eignen sich besonders für Anwendungen wie Oberflächenbehandlung oder Abgasreinigung. Beides konnte erfolgreich demonstriert werden [Pena2002]. Gerade bei hohen Drücken und einer sehr großen Anzahl von Poren wird es jedoch zunehmend wichtig, jede Pore einzeln durch einen Vorwiderstand oder ein aktives Element anzusteuern, damit nicht der Spannungsabfall beim Zünden einzelner Poren das Zünden der übrigen verhindert.

Um die erzeugte Entladung genauer untersuchen zu können, etwa mit spektroskopischen Methoden, sowie für die Erzeugung eines Plasma-Jets wurden zusätzlich MSE mit einzelnen Poren hergestellt. Auch mit diesen lassen sich stabile Entladungen bei Atmosphärendruck betreiben, sowohl mit Gasfluss durch die Pore als auch im statischen Betrieb [Hohn2000a].

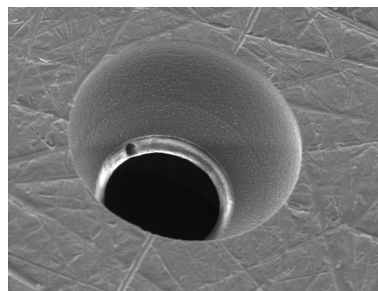


Abbildung 3.2: Raster-Elektronen-Mikroskop (REM)-Aufnahme einer MSE-Pore mit Kapton-Isolator. Durch das Ätzverfahren lassen sich sehr scharfe Elektrodenkanten erzeugen.

Die großen Vorteile der Kapton-MSE für eine Anwendung sind die Flexibilität, die eine Anpassung an nahezu beliebige Formen erlaubt, sowie die preiswerte Herstellung und die Reproduzierbarkeit der Löcher, da der Ätzprozess

gut beherrschbar ist. Es lassen sich sehr saubere und scharfe Kanten erzeugen, wie Abbildung 3.2 zeigt.

Umfangreiche Untersuchungen mit verschiedenen Isolatorstärken, Lochdurchmessern sowie Porengeometrien haben gezeigt, dass die Porenform keinen Einfluss auf die Entladung hat. Jedoch ist das Verhältnis zwischen Porendurchmesser und Elektrodenabstand, das sogenannte *Aspect Ratio*, ein wichtiger Parameter. Ebenso ist eine möglichst große Elektrodenstärke wünschenswert, um eine gute Wärmeabfuhr zu erreichen [Pena2002].

Es zeigte sich, dass die Kapton-MSE für einen längerfristigen Betrieb nicht sehr gut geeignet sind, da das Kapton zu wenig widerstandsfähig gegen die im Plasma entstehenden Ionen und UV-Strahlung ist. Der Isolator wird regelrecht ausgehöhlt, wie man in Abb. 3.3 sieht. An dieser Stelle können sich die Elektroden verformen, die Feldverteilung in der Pore ändert sich, und es ist keine stabile Glimmentladung mehr möglich. Zudem ist Kapton wie alle Kunststoffe kohlenstoffhaltig. Durch die Einwirkung des Plasmas kann Kohlenstoff als leitfähige Schicht auf dem Isolator abgeschieden werden. Der Stromfluss durch diese Schicht lässt die Spannung unter den zum Zünden nötigen Wert abfallen, so dass ein Betrieb der MSE nicht mehr möglich ist.

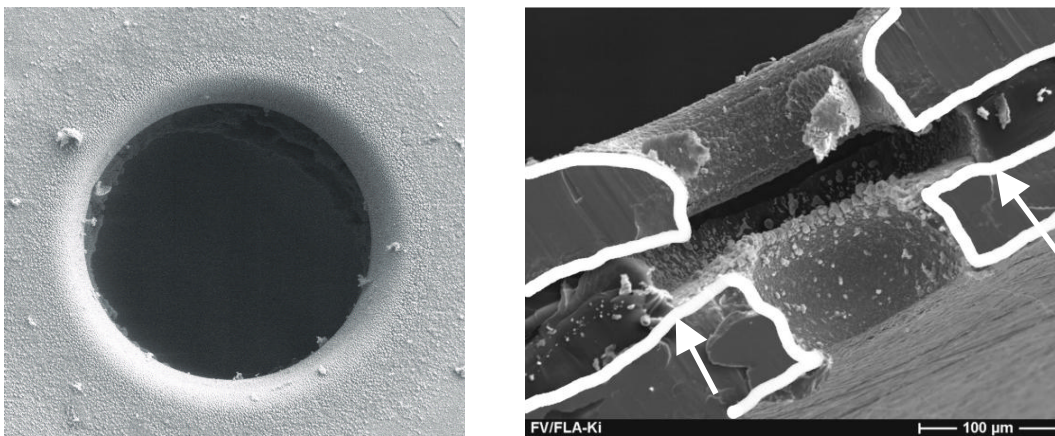


Abbildung 3.3: links: REM-Aufnahme einer benutzten MSE: man sieht deutlich, dass die Kante der Kupfer-Kathode durch Sputterprozesse stark abgerundet wurde. rechts: Schnitt durch eine benutzte MSE: es ist wieder die abgerundete Kante sichtbar. Die Pfeile deuten an, dass sich der Kapton-Isolator weit unter den Cu-Elektroden zurückgezogen hat. Zur Verdeutlichung wurden die Schnittkanten der Elektroden weiß nachgezeichnet.

3.1.2 MSE auf der Basis einer Glasfolie

Der Versuch einer Weiterentwicklung auf Basis einer speziellen Glasfolie (Foturan, ® Schott) mit 350 µm Dicke als Isolator (Abb. 3.4) erwies sich als nicht sehr erfolgreich. Zum einen konnten auf das Glas nur sehr dünne Elektroden aufgebracht werden, was zu einer ungenügenden Haltbarkeit gegen Sputtern durch im Plasma erzeugte Ionen führt, zum anderen erwies sich das Glas als zu empfindlich gegen thermische Belastung [Spie98].

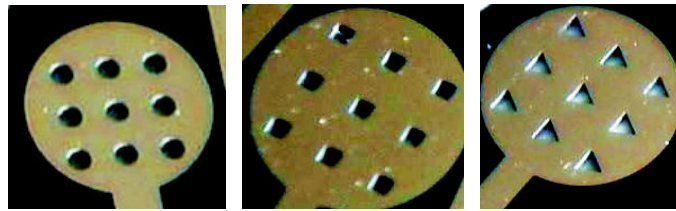


Abbildung 3.4: Auf Glas basierende MSE mit verschiedenen Lochformen [Spie98].

3.1.3 Keramik-basierte MSE

Um MSE zu erhalten, die sich auch bei Entladeströmen im mA-Bereich über einen längeren Zeitraum betreiben lassen, wurde der Isolator durch Keramik (Al_2O_3) ersetzt. Auf eine $250\text{ }\mu\text{m}$ dicke Al_2O_3 -Folie der Firma Ceramik ist beidseitig eine jeweils $200\text{ }\mu\text{m}$ starke Kupfer-Elektrode aufgebracht (Abb. 3.5). Das Kupfer ist durch eine zusätzliche, wenige μm dicke Nickel-Schicht passiviert. Diese MSE besitzen eine Größe von $24 \times 24\text{ mm}^2$, die Elektroden sind $8 \times 8\text{ mm}^2$ groß. Vier um die Elektroden angebrachte Löcher von $4,1\text{ mm}$ Durchmesser dienen zur Befestigung der Folie in einer Halterung.

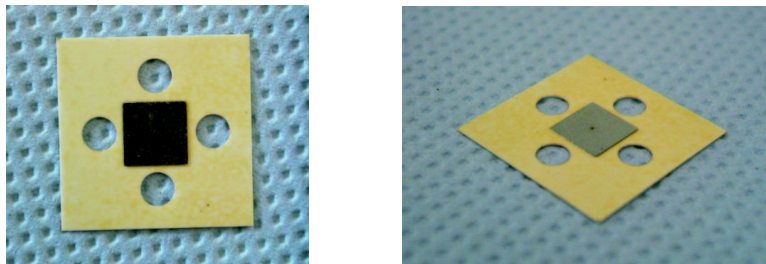


Abbildung 3.5: Eine Keramik-MSE mit Kupfer-Elektroden. Im rechten Bild ist die lasergebohrte Pore als dunkler Fleck im Zentrum erkennbar.

Die Vorteile von Keramik als Isolatormaterial sind – neben einer erheblich höheren Widerstandsfähigkeit gegen die Plasmaeinwirkung – die im Vergleich zu Kapton und Glas wesentlich höhere Wärmeleitfähigkeit und Beständigkeit gegen thermische Belastungen. Die von uns gewählte Folie findet üblicherweise Anwendung als Platinenmaterial für Leistungselektronik. Da zwar die Form der MSE eine Spezialanfertigung für uns ist, das Material jedoch ein Standardmaterial, gab es leider keine Auswahl unter verschiedenen Isolator-dicken oder Elektrodenmaterialien.

Während die Löcher in den auf Kapton oder Glas basierenden MSE durch ein Ätzverfahren erzeugt wurden, wobei man durch gezielte Beeinflussung des Ätzprozesses auch die genaue Geometrie des Loches beeinflussen kann (siehe Abb. 3.4) und eine nahezu beliebige Anzahl von Löchern gleichzeitig fertigen kann, ist ein einfaches Ätzen bei den MSE mit Keramik-Folie nicht mehr möglich. Auch konventionelle mechanische Bohrverfahren sind oft nur bei Lochdurchmessern ab etwa $0,3\text{ mm}$ aufwärts anwendbar. Möchte man kleinere Bohrungen herstellen, so bietet sich die Bearbeitung mit Lasern

an. Ein kontinuierlicher cw-Laser, wie er industriell zum Schneiden verwendet wird, lieferte nur sehr schlechte Ergebnisse. Gut eignen sich hingegen gepulste Kurzzeitleaser, die auf wenige μm fokussiert sind [Hohn2002]. Das Loch, das wesentlich größer ist als die Fokusausbildung, wird durch mehrere tausend einzelne "Schüsse" erzeugt. Der gepulste Betrieb verhindert hierbei, dass das Metall der Elektroden schmilzt und eine leitfähige Schicht im Loch erzeugt. Eine solche würde einen Stromfluss zwischen den Elektroden verursachen und so das Anlegen der Zündspannung verhindern. Die lasergebohrten Löcher haben stets einen konischen Querschnitt, mit einem größeren Durchmesser auf der Laser-Eintrittsseite als auf der Austrittsseite.

Die Nachteile des Verfahrens liegen auf der Hand: Laserbearbeitung ist teurer als einfaches Ätzen und jedes Loch muss einzeln erzeugt werden. Dabei ist die Reproduzierbarkeit, d.h. die Ähnlichkeit mehrerer Löcher, deutlich schlechter (siehe Abb. 3.6, im Vergleich zu Abb. 3.2). Da ein Mehrschichtsystem aufgrund des Übergangs zwischen Materialien verschiedener Reflektivität erhebliche Probleme beim Laserbohren bereitet, ließen sich nur mit Mühe Firmen bzw. Forschungsinstitute finden, die diese MSE bearbeiten konnten.

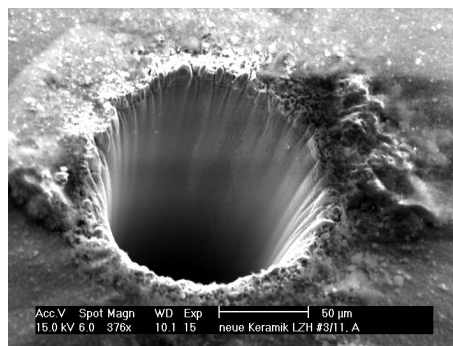


Abbildung 3.6: REM-Detailaufnahme einer lasergebohrten Pore in einer Keramik-MSE mit Kupfer-Elektroden. Das Bohrverfahren liefert keine so sauberen Ergebnisse wie das Ätzen der Kapton-MSE (vgl. Abb. 3.2).

Ein neuerer Typ von Keramik-MSE (siehe Abb. 3.7) mit einer nur 100 μm dicken Al_2O_3 -Folien (Rubalit, ® CeramTec) besitzt Elektroden aus Wolfram, das wegen seines deutlich geringeren Sputteringkoeffizienten eine längere Haltbarkeit verspricht. Jedoch sind bisher nur ca. 25 μm dicke Elektroden erhältlich, da das Wolfram nicht wie die Kupfer-Schicht aufgeklebt oder aufgespresst wird, sondern im Siebdruckverfahren in mehreren dünnen Schichten aufgebracht wird; dies begrenzt die maximale Dicke. Trotzdem erreichen die neuen MSE mit Wolfram-Elektroden eine etwa um einen Faktor 10 längere Lebensdauer als die Kupfer-MSE.

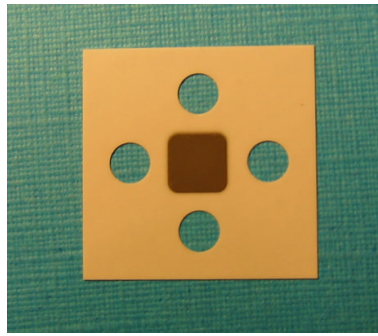


Abbildung 3.7: Eine MSE mit Wolfram-Elektroden (Rohling ohne lasergebohrte Pore).

3.1.4 Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen an vergleichbaren Mikrohohlkathoden

Die Arbeitsgruppe von Prof. Schoenbach experimentierte mit Hohlkathoden, deren Geometrie gegenüber dem von A. White verwendeten Typen modifiziert wurde. Einige der Varianten werden in Abbildung 3.8 dargestellt. Es wurde gezeigt, dass der üblicherweise vorhandene abgeschlossene Kathodenhinterraum (siehe Abbildung) vollständig entfallen kann. Die Gruppe gelangte so zu einem Elektrodensystem, das den MSE sehr ähnlich ist: Anode und Kathode bestehen jeweils nur aus einer Metallfolie, die durch einen dünnen Isolator (Glimmer oder Keramik) von einigen $100\ \mu\text{m}$ Dicke getrennt sind. In der durch das System gebohrten Pore kann eine stabile Entladung bei hohem Druck gezündet werden [Scho96, Scho97].

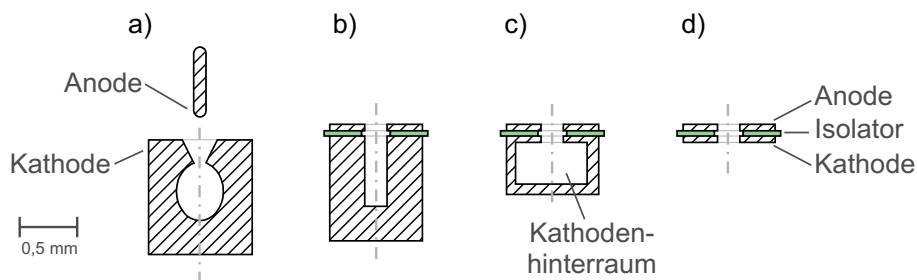


Abbildung 3.8: Hohlkathodengeometrie nach A. White (a) [Whit59] sowie die Geometrien der Gruppe von Prof. Schoenbach (b-d) [Scho96, Scho97]. Im rechten Bild ist der Kathoden-Hinterraum vollständig entfallen.

Uwe Ernst arbeitete an vergleichbaren Mikrohohlkathoden und zeigte anhand spektroskopischer Untersuchungen [Erns2001], dass die hiermit erzeugten Entladungen tatsächlich Glimmentladungsscharakter besitzen.

3.2 Elektrische Verschaltung

Abbildung 3.9 zeigt die prinzipielle elektrische Verschaltung, die zum Betrieb eines Plasmas nötig ist. Die beiden Elektroden der MSE-Folie werden an einem Hochspannungs-Netzgerät (im Rahmen dieser Arbeit ein FUG MCA750-1500, $U_{max} = 1500\ \text{V}$, $I_{max} = 1,5\ \text{A}$) angeschlossen. Ein Vorwiderstand begrenzt

den maximalen Strom, der durch die Entladung fließen kann. Somit lässt sich zum einen der Entladungsstrom regeln, indem man die Versorgungsspannung variiert. Die Entladung kann so über einen weiten Bereich gesteuert werden. Zum anderen wird durch die Strombegrenzung verhindert, dass die Entladung in eine Bogenentladung übergeht, welche die MSE schnell zerstört. Es stehen Vorwiderstände von 10, 47, 100, 200 und 470 k Ω zur Verfügung, wobei Leistungswiderstände vom Typ 'Vishay DALE RH' mit einer Belastbarkeit von 25 bzw. 50 W verwendet werden.

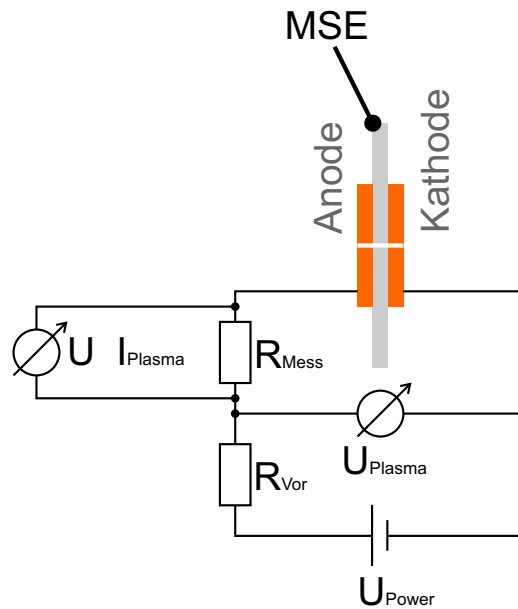


Abbildung 3.9: Prinzipieller Schaltplan zum Betrieb einer MSE mit einer Betriebsspannung U_{Power} und einem Vorwiderstand R_{Vor} . Über den Spannungsabfall am Messwiderstand R_{Mess} lässt sich der Strom I_{Plasma} bestimmen. Gleichzeitig kann die sich einstellende Plasmaspannung U_{Plasma} gemessen werden. Die Ionen treten auf der Kathodenseite aus dem Plasma aus.

An einem zusätzlichen Messwiderstand von 100 Ω in der Zuleitung fällt eine geringe Spannung ab, die proportional zu dem durchs Plasma fließenden Strom I_{Plasma} ist. Somit ist eine indirekte Strommessung möglich.

Zur Erzeugung eines Ionenstrahls wurde eine klassische Diodenextraktion gewählt (siehe Kapitel 2.3). Positiv geladene Ionen, die in der MSE-Pore gebildet werden und das Plasma auf der Kathodenseite verlassen, werden zu einer geerdeten Extraktionselektrode hin beschleunigt und zu einem Strahl geformt. Dazu muss die Kathode auf einem höheren (positiveren) Potential liegen als die Extraktionselektrode. Die Anode wiederum muss positiver sein als die Kathode.

Das oben beschriebene Netzgerät liefert die Betriebsspannung U_{Power} von zirka 300-1000 V. Ein Teil dieser Spannung fällt am Vorwiderstand ab, die Plasmaspannung U_{Plasma} beträgt etwa 200-500 V. Das Netzgerät wird mit einem FUG HCN700-12500 Netzgerät ($U_{max} = 12,5$ kV, $I_{max} = 50$ mA) auf das ge-

wünschte Extraktionspotential hochgelegt (siehe Abbildung 3.10). Ein Trenntrafo sorgt dabei für die nötige galvanische Trennung vom normalen Stromnetz. Typischerweise liegt $U_{\text{Extraktion}}$ im Bereich 1-3 kV.

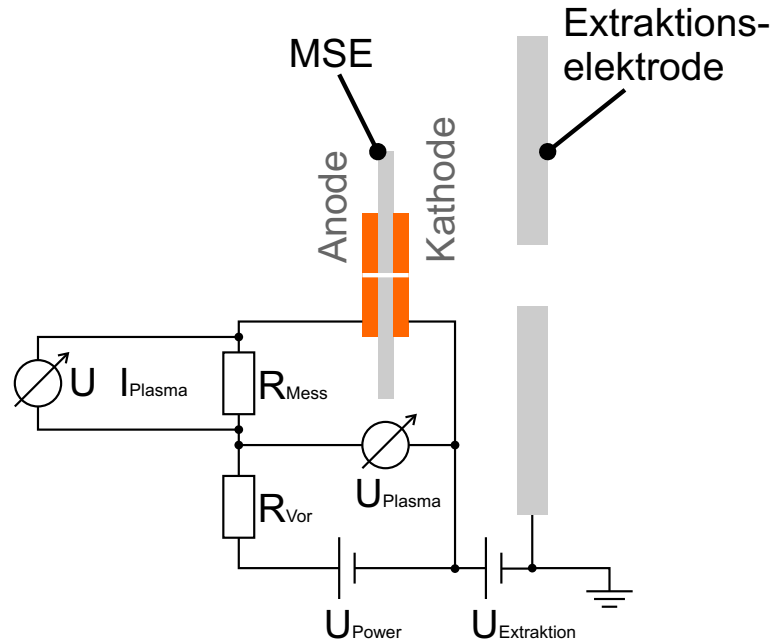


Abbildung 3.10: Schaltplan für den Betrieb einer MSE mit zusätzlicher Extraktionsspannung $U_{\text{Extraktion}}$ zur Beschleunigung der aus der Kathode austretenden Ionen.

3.3 Aufbau der Mikro-Ionenquelle

Im folgenden Kapitel wird der genaue Aufbau der eigentlichen Mikro-Ionenquelle beschrieben, in den anschließenden Kapiteln die Vakuumkammer sowie der Aufbau zur Analyse des Ionenstrahls. Da die Mikro-Struktur-Elektroden (MSE) bisher noch eine recht begrenzte Haltbarkeit besitzen, wurde besonderer Wert darauf gelegt, den Aufbau so einfach zu halten, dass ein schneller Wechsel der MSE möglich ist. Mit etwas Übung ist die Ionenquelle nach etwas mehr als einer halben Stunde wieder komplett einsatzbereit, einschließlich Wiederherstellung des nötigen Vakuums.

3.3.1 Die Mikro-Ionenquelle

Die MSE wird auf einer Grundplatte auf Edelstahl befestigt (Abb. 3.11). Damit das Gas bei hohem Druck nicht an der MSE vorbei strömt, sondern ausschließlich durch das Loch hindurch fließen kann, ist rund um das Austrittsloch für den Ionenstrahl eine 0,3 mm hohe Schneidkante angebracht, die sich in die Kupfer-Elektrode drückt und so für gute Dichtheit sorgt und zudem den elektrischen Kontakt zwischen der Elektrode und der Grundplatte herstellt. Mit diesem Aufbau ist ein Überdruck von 0,5 MPa problemlos möglich.

Bei Verwendung der MSE mit Wolfram-Elektroden muss zwischen Schneidkante und MSE ein Dichtring aus einem weichen Metall, etwa Indium, gelegt werden. Das Wolfram ist zu hart und zu dünn, um ein Einschneiden der Kante wie bei Kupfer zu ermöglichen. Zudem würde die wesentlich dünnere und somit empfindlichere Keramikfolie dieser MSE durch die Schneidkante beschädigt.

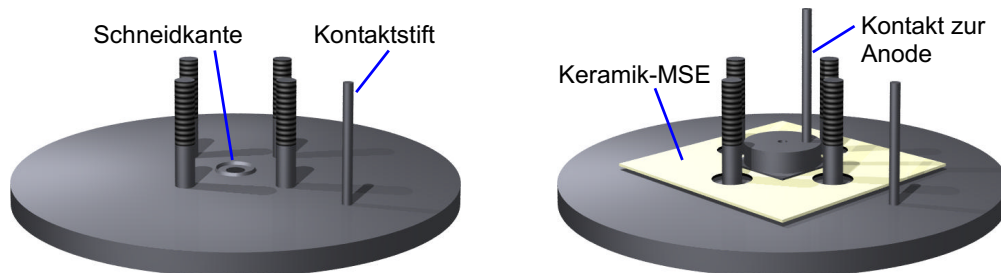


Abbildung 3.11: Links: Grundplatte der Mikroionenquelle mit Schneidkante. Rechts: Grundplatte mit MSE sowie dem Kontakttring zum Kontaktieren der oberen Elektrode. Die Bilder wurden mit der Software "POV-Ray" erstellt [Povray].

Um die MSE fest auf die Schneidkante drücken zu können, wird ein Isolator-Drehteil aus Vespel (® Dupont) aufgesetzt und mit Muttern auf die vier Gewindebolzen der Grundplatte geschraubt (Abb. 3.12). Ein in den Isolator eingelassener Kontakttring aus Edelstahl ermöglicht die Kontaktierung der oberen Elektrode von außen. Um bei ungünstigen Druckverhältnissen Überschläge zu vermeiden, werden die Gewindebolzen mit Vespel-Deckeln dicht verschlossen sowie sämtliche verbleibenden Spalten mit Dichtungskitt (Teroson Terostat) ausgefüllt. Die linke Abbildung zeigt einen computergenerierten Schnitt durch das vollständige Halterungssystem mit MSE. Eine überarbeitete Version des Isolatorblocks besteht aus der Glaskeramik Macor (® Corning), die mit den für Kunststoffe üblichen Techniken spanend bearbeitet werden kann (Abb. 3.12 rechts). Statt Metallmuttern plus Abdeckung werden isolierende Vespel-Muttern verwendet.

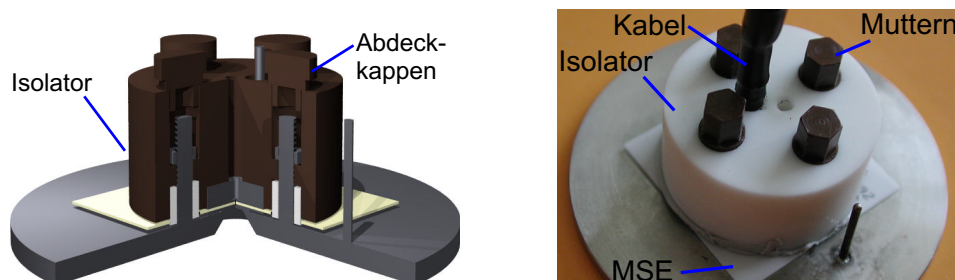


Abbildung 3.12: Die MSE wird mit Hilfe von vier Muttern und einem Isolatorstück gegen die Schneidkante gepresst, um guten elektrischen Kontakt sowie Druckdichtheit sicherzustellen. Links: computergenerierter Schnitt durch die Version mit Vespel-Isolator und Abdeckkappen für die Gewindestangen. Rechts: Foto der neueren Version mit Macor-Isolator und Vespel-Muttern.

Die Grundplatte mit MSE wird komplett von einem Gehäuse aus Isolator (Delrin, ® Dupont) umschlossen. Ein Gummi-O-Ring sorgt für die nötige

Dichtheit. Das Isolatorgehäuse wird mit einem Gewinde auf die Gaszuführung aus Edelstahl geschraubt und die elektrischen Zuleitungen durch diese nach außen geführt.

Die Isolatorhülle wird abschließend von einem Gehäuse aus Edelstahl eingeschlossen, das als Außenelektrode dient (Abb. 3.13). Es ist sowohl gegenüber dem Inneren der Isolatorhülle als auch gegenüber der Gasleitung isoliert. Üblicherweise wird die Außenelektrode geerdet, somit sind die Spannungen im Inneren der Ionenquelle nach außen abgeschirmt. Zugleich schirmt die geerdete Gaszuleitung die darin verlaufenden Spannungszuführungen ab, so dass die gesamte Vakuumkammer, in der die Ionenquelle montiert wird, praktisch feldfrei gehalten und so das Zünden von unerwünschten Entladungen in der Kammer unterdrückt werden kann. Gegenüber konventionellen Ionenquellen-Designs, bei denen die gesamte Ionenquellen-Kammer auf hohes Potential gelegt wird, bietet dieser Aufbau den Vorteil, auf ein großes Hochspannungsterminal und eine aufwändige isolierte Montage sämtlicher Vakuumpumpen und -messzellen verzichten zu können.

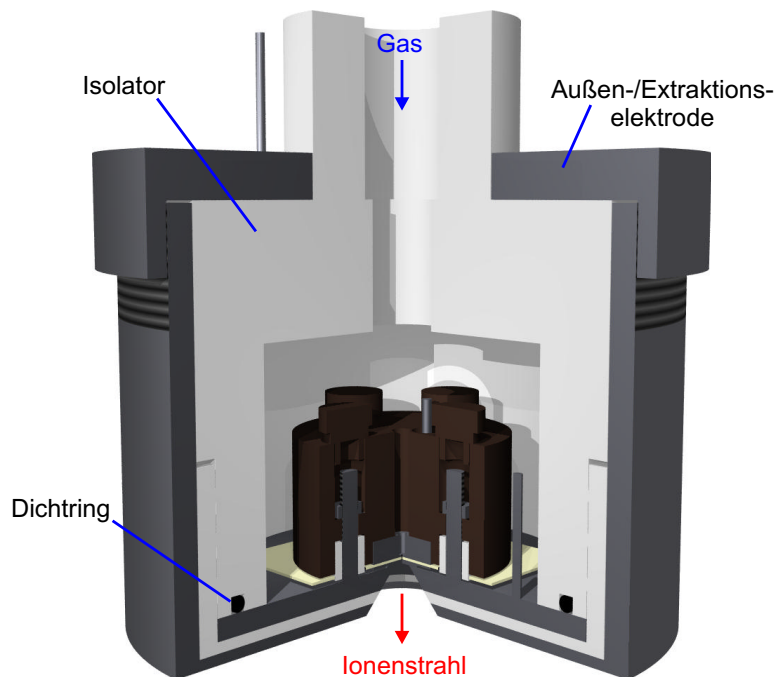


Abbildung 3.13: Die vollständig zusammengebaute Mikro-Ionenquelle mit einem isolierenden Gehäuse und der Außenelektrode, die zur Abschirmung und zur Extraktion dient.

3.3.2 Expansionskammer

Das durch die Pore in der MSE strömende Gas erfüllt die Bedingungen für eine Überschallexpansion, so dass sich ein Überschall-Gasjet ausbildet. Die umgebende Vakuumkammer wird daher im folgenden als Expansionskammer bezeichnet.

Sie ist aus Edelstahl gefertigt und besitzt einen Durchmesser von 200 mm. Radial sind mehrere Flansche zum Anschluss von Vakuumpumpen, Druckmessgeräten etc. angebracht. Abbildung 3.14 zeigt die Kammer mit eingebauter Ionenquelle. Zwei Turbomolekularpumpen mit einem He-Saugvermögen von jeweils 500 l/s (einmal Leybold Turbovac TW700, einmal Pfeiffer TMU 521 P) ermöglichen ohne Gasfluss durch die Düse ein Grundvakuum von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ hPa. Im Betrieb mit einem Gasfluss¹ von etwa 100 bis 200 sccm durch die Pore wird ein Druck im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-3} hPa erreicht. Der Einsatz der zweiten, ursprünglich nicht vorgesehenen Pumpe verringerte den Druck in der Kammer deutlich und ermöglichte somit höhere Extraktionsspannungen.

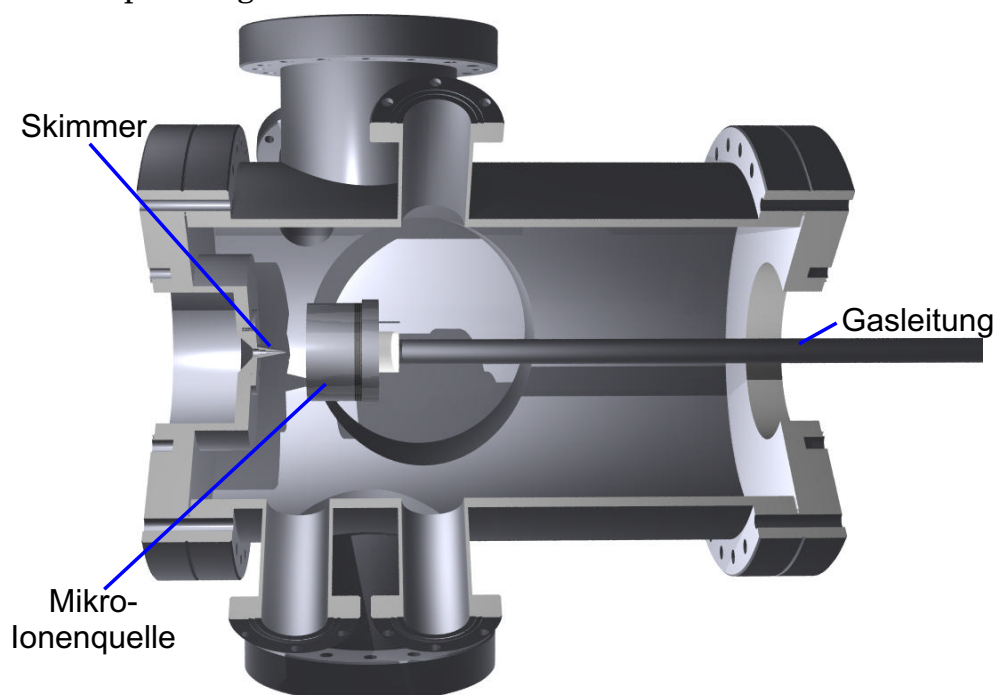


Abbildung 3.14: Schnittzeichnung der Expansionskammer mit der Mikro-Ionenquelle. Die Gas- und elektrische Zuführung kommt von rechts über die Gasleitung, der Ionenstrahl tritt nach links durch den Skimmer aus.

Die Ionenquelle sitzt auf der 355 mm langen Gaszuleitung. Ein Manipulator auf Basis eines CF100-Wellbalges erlaubt es, die Gasleitung samt Ionenquelle zu verkippen, um den Ionenstrahl auf den Skimmer auszurichten. Zudem kann der Abstand der MSE vom Skimmer im Bereich von ca. 11 bis 21 mm variiert werden. Ein radial angebrachter Sichtflansch ermöglicht die direkte Beobachtung des Plasmas sowie des Ionenstrahls. Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Gasjet sowie dem Restgas führt zu einer Anregung von Atomen, deren Abregung man als deutliche Leuchterscheinung sehen kann. Dies ermöglicht eine indirekte Visualisierung des Ionenstrahls.

¹Der Gasfluss wird üblicherweise in "Standard-Kubikzentimetern pro Minute" (sccm) angegeben. Die Definition $1 \text{ sccm} = 1 \text{ cm}^3/\text{min}$ bezieht sich auf einen Druck von 1013,25 hPa sowie eine Temperatur von 273,15 K (sogenannte "Normalbedingungen").

Um den Ionenstrahl aus dem schlechten Vakuum der Expansionskammer ins Hochvakuum überführen zu können, müssen die beiden Vakuumkammern durch einen Skimmer getrennt werden. Üblicherweise werden Skimmer für Gasjets aus dünnem Kupfer- oder Nickelblech gefertigt. Da ein solcher jedoch vom Ionenstrahl zu schnell durch Sputtern zerstört würde, wird in diesem Aufbau ein massiver, aus Aluminium gedrehter Skimmer verwendet. Er hat eine Länge von 25 mm und eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. Anstelle der häufig verwendeten aufwändigen gekrümmten Form ist er lediglich kegelförmig. Er ist gegen die Kammerwand isoliert montiert, um den auftreffenden Ionenstrom messen zu können.

Zur Messung des Vakuums in der Expansionskammer ist an einem CF35-Flansch eine Messzelle des Typs Atmion Standard angebracht, die einen Messbereich von $5 \cdot 10^{-10}$ bis 1000 hPa ($\pm 15\%$) abdeckt.

Die Regelung des Gasflusses durch die Pore der MSE erfolgt mit Mass Flow Controllern (MFC) des Typs MKS 1259 sowie 1179A. Durch drei verschiedene MFC mit maximalen Gasflüssen von 200, 100 und 10 sccm ist es möglich, verschiedene Gase mit hoher Genauigkeit zu mischen. MFC halten jedoch nur den Massenfluss, nicht den Druck konstant, so dass sich dieser ändern kann, wenn sich der Lochdurchmesser der MSE durch Erwärmung oder durch ein Verstopfen des Loches verändert.

In der Gasleitung außerhalb der Expansionskammer misst ein piezomechanischer und somit Gasart-unabhängiger Drucksensor Greisinger GDH 14 AN (mit einem Messbereich von 0-1 MPa bei ± 60 hPa Genauigkeit) den Druck, der sich auf der Hochdruckseite der MSE bei dem gegebenen Gasfluss einstellt.

3.3.3 Simulation der Diodenextraktion

Die Extraktionsgeometrie wurde mit IGUN simuliert. Da der Einfluss des Gasflusses nicht berücksichtigt werden kann und die Elektronentemperatur und -dichte im Betrieb mit Gasfluss nicht bekannt ist, stellen die Simulationsergebnisse nur eine recht grobe Annäherung dar.

Abbildung 3.15 zeigt den simulierten Strahlverlauf für He^+ -Ionen bei einer Extraktionsspannung von 3000 V, einer Elektronentemperatur von 1 eV und einer Plasmadichte von 10^{12} cm^{-3} . Im statischen Betrieb der MSE (ohne Gasfluss) ist die Elektronen- und somit Plasmadichte deutlich höher, im Bereich 10^{15} cm^{-3} , jedoch ergab die Simulation mit diesen Parametern keine sinnvollen Ergebnisse. Andererseits werden durch den starken Gasfluss durch die

Pore Ionen aus dem Plasma extrahiert, so dass die Plasmadichte geringer sein kann.

Die Simulation zeigt die erfolgreiche Formierung eines annähernd parallelen Ionenstrahls, wie er auch in der Praxis beobachtet wird (siehe Kapitel 4.1). Da durch diese Simulationen nur die prinzipielle Funktionsfähigkeit der Diodenextraktion untersucht werden sollte, wurden keine besonderen Anstrengungen unternommen, die Simulation den tatsächlichen Betriebsbedingungen anzupassen.

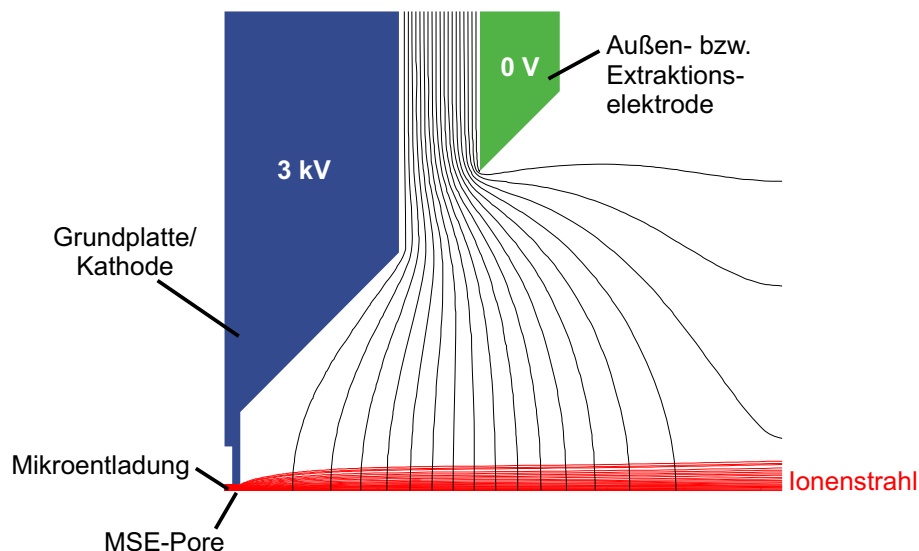


Abbildung 3.15: IGUN-Simulation der Mikro-Ionenquelle bei einer Extraktionsspannung von 3 kV.

In weiteren Simulationen wurde auch der Skimmer berücksichtigt, um dessen Einfluss auf die Strahlformierung zu untersuchen. Hier ließ sich kein negativer Effekt feststellen.

Eine einfache Diodenextraktion, wie sie hier realisiert wurde, hat den Nachteil, dass Elektronen, die bei Stößen mit dem Restgas entstehen, in die Richtung des Plasmavolumens beschleunigt werden. Sie können somit die Potentialverhältnisse im Ionenstrahl sowie im Plasma stören. Auf eine zusätzliche "Screening-Elektrode" zum Abblocken der Elektronen wurde hier verzichtet, bei einer zukünftigen Weiterentwicklung sollte jedoch erwägt werden, ein solches aufwändigeres Triodensystem zu verwenden.

3.4 Analyse mit einem magnetischen Massenspektrometer

Um die durch den Skimmer transportierten Ionen analysieren zu können, ist hinter dem Skimmer über ein CF100-Strahlrohr ein doppelfokussierender 90°-Ablenkmagnet (Firma Bruker, $B_{max}=1,143$ T, $r = 200$ mm, $I_{max} = 100$ A)

angeschlossen. Im Strahlrohr befindet sich eine einfache Einzellinse, die durch das Anlegen von Spannungen zwischen 0 und -5 kV eine Fokussierung des Strahls erlaubt. Sie bildet den Skimmer auf einen variablen Eingangsspalt vor dem Magneten ab. Am 90°-Ausgang des Magneten befinden sich die Austrittsblende des Magneten (2 mm Schlitzbreite) und dahinter ein Faraday-Cup zur Messung der Ionen. Hinter dem Eingangsspalt kann ein weiterer Faraday-Cup in den Strahl gefahren werden, um den integralen, nicht impulsselektierten Strahlstrom messen zu können. Abbildung 3.16 zeigt den Aufbau schematisch, ein Foto findet sich in Abb. 3.17.

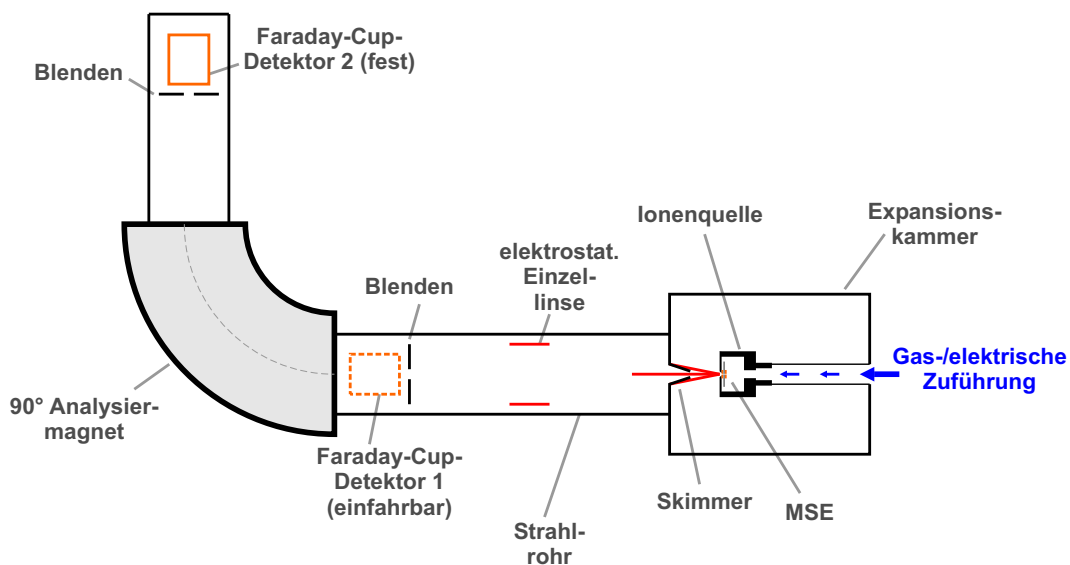


Abbildung 3.16: Schematischer Aufbau der Mikro-Ionenquelle mit Magnetspektrometer zur Analyse des Ionenstrahls. Vor dem Ablenk-Magneten kann ein weiterer Faraday-Cup-Detektor in den Strahl gefahren werden, um den integralen Ionenstrom zu messen.

Ein isoliert aufgehängtes Gitter vor dem zweiten Faraday-Cup erlaubt es, mittels einer Gegenspannung U_{gegen} die Ionen abzubremesen und somit nur Ionen zu messen, für deren kinetische Energie $E_{\text{kin}} > q \cdot U_{\text{gegen}}$ gilt (q : Ladungszustand des Ions).

Im Bereich der beiden Faraday-Cup-Detektoren sitzt jeweils eine Turbomolekularpumpe (Leybold Turbovac 361, He-Saugvermögen: 340 l/s, bzw. Pfeiffer TMU 251 P, 250 l/s), die zusammen in der Analyseeinheit für ein Vakuum im Bereich von 10^{-7} hPa sorgen und so einen möglichst verlustfreien Ionen-transport ermöglichen. Eine Messzelle des Typs Leybold Inficon ITR90 (Messbereich $5 \cdot 10^{-10}$ bis 1000 hPa) bei Faraday-Cup 2 dient zur Vakuummessung.

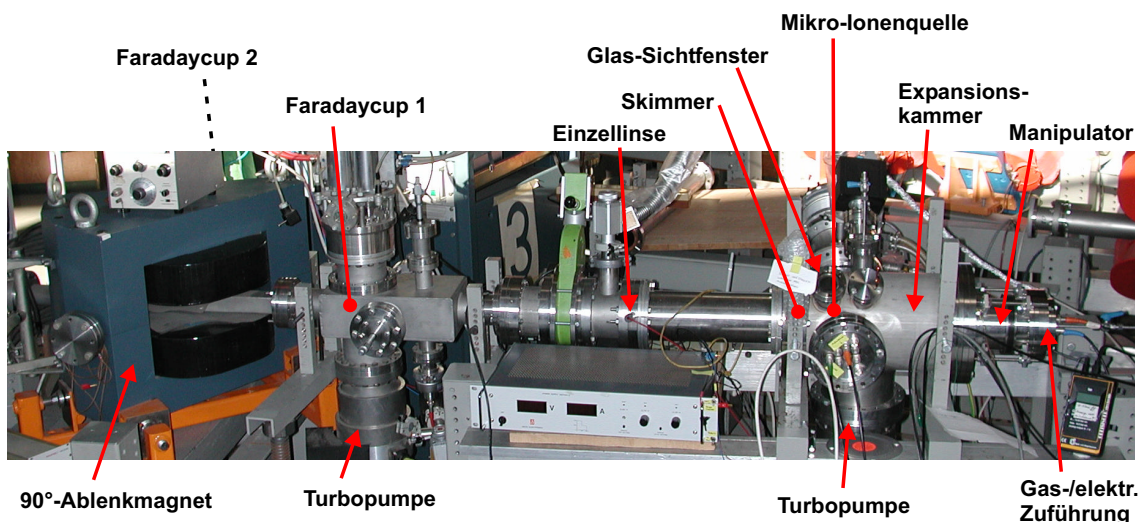


Abbildung 3.17: Foto des Aufbaus der Mikro-Ionenquelle mit 90°-Analysiermagnet.

3.5 Analyse mit einem Quadrupol-Massenspektrometer

Ein alternativ verwendeter Aufbau zur Analyse des Ionenstrahls verwendet anstelle des Magnetspektrometers ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS). Mit diesem ist es möglich, auf eine Beschleunigung der Ionen zu verzichten. Es wurde lediglich eine geringe Beschleunigungsspannung im Bereich von wenigen 10 Volt verwendet, um den Ionenstrahl leicht zu fokussieren und so die Ausbeute hinter dem Skimmer zu verbessern.

Das QMS des Typs Balzers QMA 400 wird direkt nach dem Skimmer angebaut (siehe Abbildung 3.18). Es verfügt über keine eigene Ionenquelle wie übliche QMS, stattdessen werden die durch den Skimmer tretenden Ionen über ein Linsensystem beschleunigt und in das Quadrupol-Trennsystem fokussiert. Dieses besteht aus vier stabförmigen Molybdän-Elektroden von 200 mm Länge und 8 mm Durchmesser. Zur Messung des Ionenstroms stehen ein Faraday-Cup sowie ein Sekundärelektronenvervielfacher (engl. Secondary Electron Multiplier, SEM) zur Verfügung. Der maximale Arbeitsdruck im QMS beträgt 10^{-5} hPa, was durch ein differenzielles Pumpsystem mit zwei Turbomolekularpumpen (Leybold TW150, Saugvermögen 150 l/s) erreicht wird. Gemessen werden können Ionen bis zum Masse-Ladungs-Verhältnis $m/q = 511$ mit einer Auflösung von $R_{(FWHM)} = m/\Delta m = 1000$.

Die Funktionsweise eines QMS ist beschrieben in Kapitel 2.4.2 mit weiteren Erläuterungen in Anhang B.2.

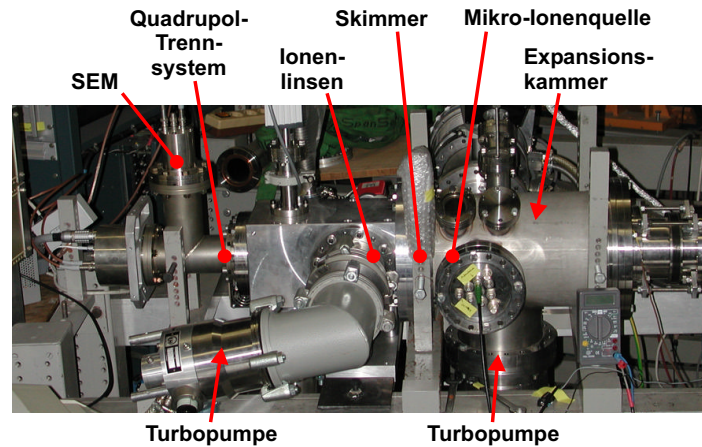


Abbildung 3.18: Ionenquellen-Aufbau mit Quadrupol-Massenspektrometer.

3.6 Messelektronik

Zur Datenaufnahme wurde ein achtkanaliges ADC ("Analog to Digital Converter")-System auf der Basis eines Atmel AT90S8535 Microcontrollers entwickelt, das acht Spannungen (0 bis 5 Volt) mit einer Auflösung von 10 bit mit ca. 50 Hz digitalisieren und an den PC senden kann. Vorgeschaltete Differenzverstärker (Texas Instruments TLC27L4) erlauben eine Rauschunterdrückung bei gleichzeitiger Anpassung der Verstärkung an die aufzunehmenden Signale. Die PC-Software kann über vier serielle Schnittstellen neben dem ADC drei Multimeter (Votcraft VC820) mit einer Rate von 3 Hz aufnehmen. Da die Multimeter über einen optischen Ausgang verfügen, können so ohne größeren Aufwand auch direkt Differenzen zwischen verschiedenen Hochspannungen gemessen werden. Zudem verfügen die Multimeter über einen größeren dynamischen Bereich als der 10-bit-ADC.

Mit dieser Datenaufnahme-Elektronik können mit ausreichender Genauigkeit insgesamt elf verschiedene Messwerte und somit sämtliche Parameter des Experiments gleichzeitig aufgenommen werden:

- Ionenstrom in Faraday-Cup 1 bzw. 2 (als Spannung am Analogausgang des Elektrometers Typ Keithley 610B)
- Vordruck (als Spannung am Analogausgang des Greisinger-Manometers)
- Betriebsspannung für die Entladung (U_{Power})
- Plasmaspannung (U_{Plasma})
- Plasmastrom (I_{Plasma})
- Strom auf den Skimmer ($I_{Skimmer}$)

- Extraktionsspannung ($U_{Extraktion}$)
- Strom im Ablenkmagneten (I_{Magnet})

Hochspannungen wie $U_{Extraktion}$ oder $U_{Extraktion} + U_{Plasma}$ können wahlweise direkt mit Hilfe der Multimeter oder über hochohmige Spannungsteiler mit dem ADC aufgenommen werden.

Das Schaltungslayout des ADC findet sich in Anhang C.

4. Ergebnisse und Interpretation

4.1 Brennverhalten des Plasmas

Dass sich in einer MSE-Pore auch bei starkem Gasfluss ein Plasma zünden lässt, wurde bereits in Voruntersuchungen gezeigt [Hohn2000a]. Jedoch war mit dem damals verwendeten Aufbau keine Extraktionsspannung über wenigen 100 Volt möglich, da ansonsten eine Gasentladung zu den Wänden der Vakuumkammer zündete. Bei der alten MSE-Halterung war die MSE vollständig von Vakuum umgeben, der Bereich mit hohem Druck (um 0,1 MPa) umfasste also nur die Pore selbst.

Um höhere Extraktionsspannungen zu ermöglichen, wurde für die Mikro-Ionenquelle die MSE-Halterung so modifiziert, dass alle auf Hochspannung liegenden Teile komplett von einer geerdeten Extraktionselektrode umschlossen sind, so dass kein Plasma zur Kammerwand brennen kann (siehe Abb. 3.13). Die MSE liegt nun vollständig im Hochdruckbereich und wird vom Betriebsgas umspült. Es wurde angenommen, dass der hohe Druck ein Zünden unerwünschter Entladungen im Gasvolumen verhindern würde. Jedoch zündete entgegen dieser Annahme häufig ein Plasma zwischen dem Anoden-Kontaktstift sowie den vier Gewindebolzen, die auf dem Kathodenpotential liegen. Durch Abdeckung aller freiliegenden Metallflächen an diesen Stellen mit isolierenden Materialien (z.B. den Abdeckkappen aus Vespel in Abb. 3.12) können parasitäre Entladungen jedoch effektiv unterdrückt werden.

Abhängig von Gasart und -druck lässt sich mit einer Gleichspannung von wenigen 100 Volt eine Entladung in der MSE-Pore zünden. Der Vordruck vor der Pore kann dabei in einem weiten Bereich von einigen 100 hPa bis zirka 5 MPa variiert werden, entsprechend einem Gasfluss von wenigen 10 bis

über 1000 sccm. Mit einer Plasmaspannung von 200-500 Volt und einem Entladestrom von wenigen mA liegt die im Plasma umgesetzte Leistung üblicherweise bei etwa 1-2 Watt. Untersuchungen an MSE-Plasmen im statischen Betrieb mit Argon haben gezeigt, dass die Elektronentemperatur etwa 1 eV beträgt, wobei jedoch keine Maxwell-Verteilung vorliegt, sondern ein größerer Anteil höher energetischer Elektronen vorhanden ist. Die Elektronendichte liegt je nach Vordruck und Entladestrom bei $8 \cdot 10^{14}$ bis 10^{16} cm^{-3} [Pena2002].

Die U - I -Kennlinie der Entladung mit Gasfluss durch die Pore (Abb. 4.1) gleicht der einer typischen Glimmentladung. Der Spannungsabfall ist nicht ganz so deutlich wie in der Modellkurve (Abb. 2.5), aber erkennbar. Anschließend bleibt die Plasmaspannung über einen weiten Strombereich konstant.

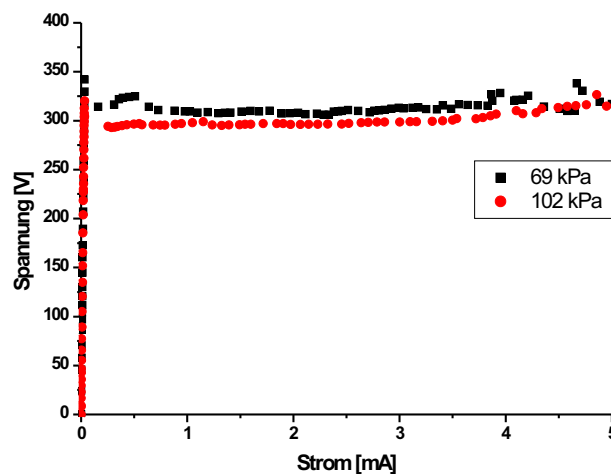


Abbildung 4.1: Strom-Spannungs-Kennlinie für Helium bei zwei verschiedenen Drücken.

Auch die in Abb. 4.2 dargestellte Paschenkurve hat eine ähnliche Form wie die der Literatur entnommene Kurve für Niederdruckentladungen. Das Minimum liegt etwa an der selben Position, ist aber zu höherer Spannung verschoben und der Anstieg ist steiler.

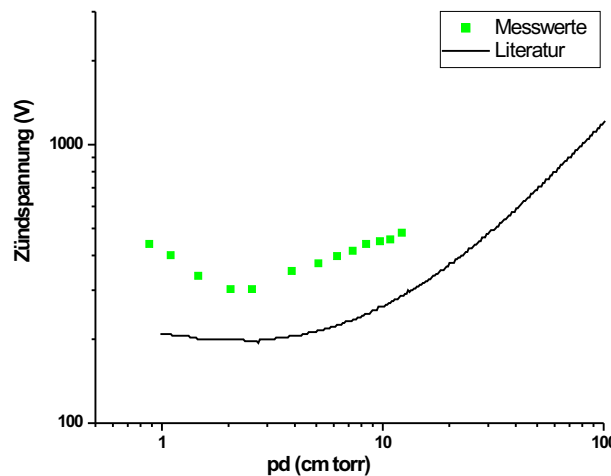


Abbildung 4.2: Paschenkurve für Argon. Die Punkte stellen Messdaten mit der Mikro-Ionenquelle dar, die durchgezogene Linie stammt aus Abb. 2.7.

Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass aufgrund des Gasflusses die stark ionisierten Bereiche im Zentrum der Pore mit den schwach ionisierten Außenbereichen vermischt werden. Es kommt zu Ladungsträgerverlusten, die durch eine höhere Spannung kompensiert werden.

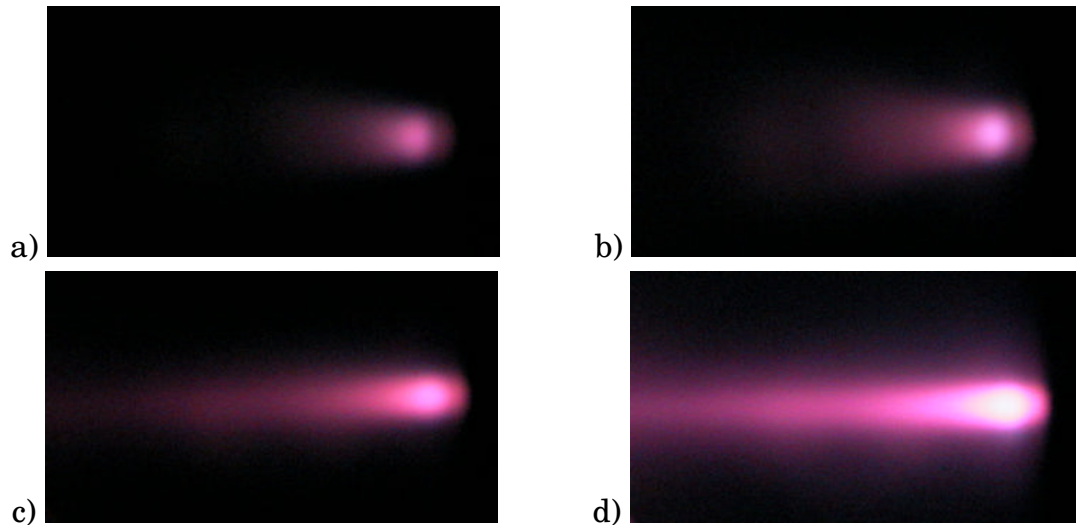


Abbildung 4.3: Blick von der Seite auf einen Helium-Plasmajet bei ca. 100 kPa Druck. Die Ionenquelle befindet sich (wegen der Dunkelheit nicht erkennbar) am rechten Bildrand, der Ionenstrahl tritt zum linken Bildrand hin aus. Die Extraktionsspannung wurde von Bild (a) bis (d) in den Schritten 0 kV – 0,5 kV – 1,5 kV – 2,5 kV erhöht. Der Entladestrom beträgt bei allen Fotos etwa 10 mA.

Abbildung 4.3 zeigt einige Fotos der Ionenquelle mit Helium-Plasma bei verschiedenen Extraktionsspannungen. Der Skimmer war bei diesem Aufbau noch nicht montiert. Das Gas expandiert von etwa 100 kPa ins Vakuum (10^{-3} hPa). Durch ein radial angeordnetes Glas-Sichtfenster kann der Plasmajet von der Seite, senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung, beobachtet werden. Man sieht mit steigender Extraktionsspannung einen deutlichen Einfluss auf den Ionenstrahl, es findet eine zunehmende Fokussierung statt.

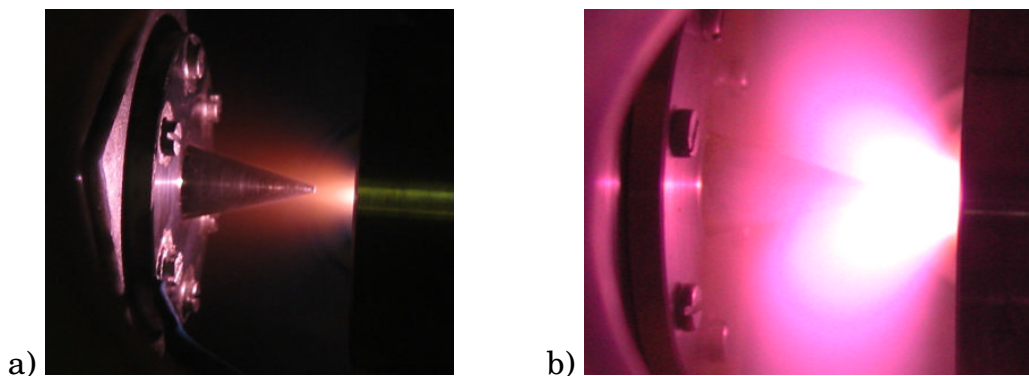


Abbildung 4.4: (a) Seitlicher Blick auf einen Helium-Plasmajet bei 110 kPa Druck und 2 mA Plasmastrom. Rechts im Bild ist die zylinderförmige Außenelektrode der Mikroionenquelle zu sehen, links der zur Kammerwand isoliert montierte Skimmer. Die Extraktionsspannung beträgt ca. 2 kV. (b) Ein Plasmajet mit normaler, ungetrockneter Luft (102 kPa), Plasmastrom einige mA, ohne Extraktionsspannung.

Auch wenn der Skimmer eingebaut ist, wird die Ausbildung des Ionenstrahls nicht gestört, wie Abbildung 4.4a exemplarisch zeigt.

Neben Helium ist auch der Betrieb mit Neon, Argon, Stickstoff sowie Luft (siehe Abbildung 4.4b) und mit Mischungen verschiedener Gase, etwa Helium und Wasserstoff, erfolgreich getestet worden. Mit dem vorhandenen Aufbau sind Extraktionsspannungen bis zirka 4,5 kV und ein Vordruck bis 0,5 MPa möglich.

4.2 Messung des Gesamt-Ionenstroms

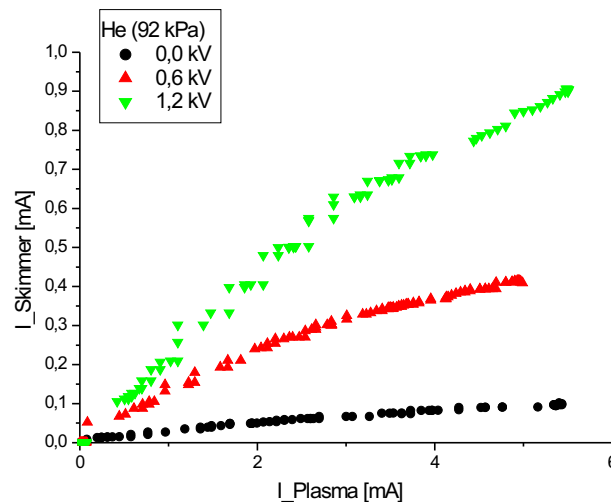


Abbildung 4.5: Strom auf dem Skimmer in Abhängigkeit vom Plasmastrom bei verschiedenen Extraktionsspannungen.

In Abb. 4.5 ist der zum Skimmer fließende Strom, in Abhängigkeit von Plasmastrom und Extraktionsspannung, aufgetragen. Der gemessene Wert ist jedoch höher als der tatsächlich auftreffende Ionenstrom, da die Ionen aus der Skimmeroberfläche Elektronen herausschlagen können, die zum Strom beitragen. (Dies tun auch die angeregten Atome und Photonen, jedoch in einem vernachlässigbaren Umfang.) Um dies zu verhindern, müsste man durch ein Gitter auf negativem Potential, das vor dem Skimmer angebracht ist, das Entkommen der Elektronen unterdrücken. Die hier gezeigten Messungen sollten jedoch bis auf maximal einen Faktor 2-3 den Ionenstrom widerspiegeln. Man sieht, dass der Strom mit wachsender Extraktionsspannung stark ansteigt. Dies könnte durch einen Fokussierungseffekt bedingt sein. Auch der Plasmastrom hat einen direkten Einfluss auf den Ionenstrom, der auf dem Skimmer auftritt: ein steigender Entladestroms führt zu einer Erhöhung der Plasmadichte und damit auch der Ionenausbeute.

Der Druck scheint keinen Einfluss auf den Skimmerstrom zu haben, dies zeigt Abbildung 4.6.

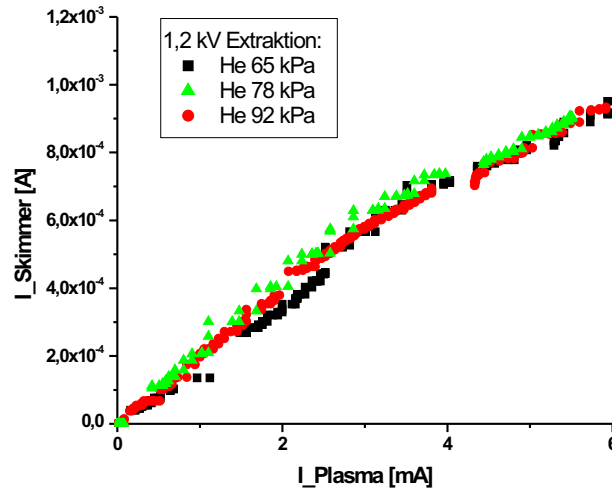


Abbildung 4.6: Der Strom auf dem Skimmer in Abhängigkeit vom Plasmastrom. Hier wird bei festgehaltener Extraktionsspannung der Druck variiert.

Abbildung 4.7 zeigt den im ersten Faraday-Cup FC1 (vgl. Abb. 3.16) gemessenen Ionenstrom in Abhängigkeit vom Plasmastrom. Mit steigender Beschleunigungsspannung können aufgrund der Reduktion der Strahldivergenz mehr Ionen durch den Skimmer treten. Ein größerer Plasmastrom führt jedoch zu nahezu keiner weiteren Erhöhung, offensichtlich ist im zentralen Bereich des Ionenstrahls, welcher durch den Skimmer herausgeschnitten wird, bereits die maximale Stromdichte erreicht.

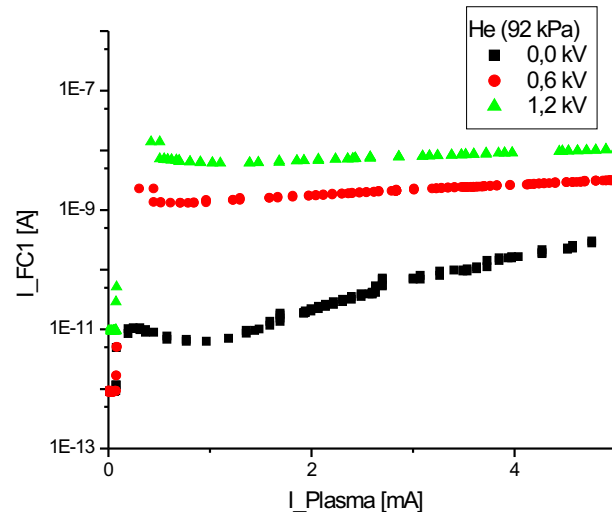


Abbildung 4.7: Integraler Strom im ersten Faraday-Cup (FC1) in Abhängigkeit vom Plasmastrom bei verschiedenen Extraktionsspannungen.

Auch hier wurde bei fester Extraktionsspannung der Druck variiert (Abb. 4.8). Nun zeigt sich ein deutlicher Unterschied: mit zunehmendem Druck sinkt der Strom im ersten Faraday-Cup. Hierfür sind vermutlich die druckabhängigen Verlustprozesse verantwortlich – bei höherem Druck ist die Ladungsaustausch- und Rekombinationsrate im Plasma sowie im Ionenstrahl größer. Zudem finden mit steigendem Druck weniger Ionisationen statt, da

aufgrund des höheren Gasflusses die Aufenthaltsdauer der Atome im Plasma geringer wird und zudem die mittlere Elektronen-Energie sinkt [Pena2002].

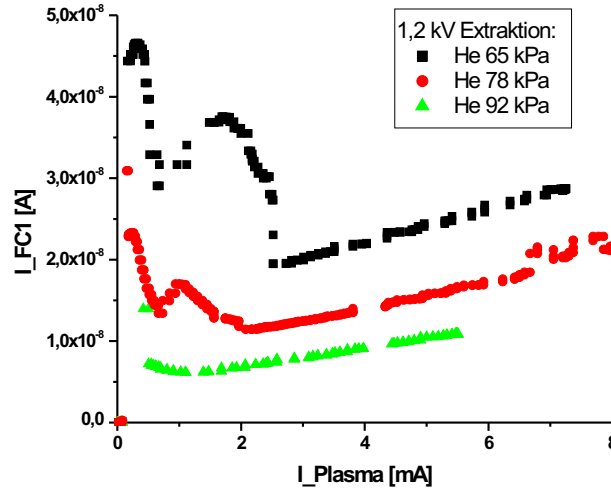


Abbildung 4.8: Ionenstrom in FC1 bei fester Extraktionsspannung in Abhängigkeit von Druck und Plasmastrom.

Die "Buckel" im linken Bereich des Spektrums beruhen vermutlich auf Fokussierungseffekten. Die hier vorgenommene Variation von Druck und Entladestrom führt zu unterschiedlichen Plasmadichten. Die Extraktionsspannung wird jedoch festgehalten. Dies führt dazu, dass der Ionenstrahl nicht bei allen Plasmadichten gleich gut durch den Skimmer transportiert werden kann und es hier zu verschieden starken Verlusten kommt.

Der maximale auf dem Skimmer gemessene Strom liegt bei etwa 3 mA, der maximale Strom in FC1 in der Größenordnung $10 \mu\text{A}$.

4.3 Betrieb mit Extraktion der Ionen

Im vorherigen Kapitel wurde lediglich die Gesamtausbeute an Ionen dargestellt. Besonders interessant ist natürlich die Zusammensetzung des Ionenstrahls. Um diese zu analysieren, werden die Ionen mit Hilfe einer Extraktionsspannung von einigen kV beschleunigt und im Magnet-Massenspektrometer nach dem Verhältnis von Ionenmasse zu -ladung m/q aufgetrennt. Details hierzu finden sich in Kapitel 3.4.

Auch hier sieht man erwartungsgemäß eine deutliche Abhängigkeit von der Extraktionsspannung: Abbildung 4.9 zeigt den Ausschnitt eines Ionenspektrums für die Ionen mit $m/q \leq 6$. Mit zunehmender $U_{\text{Extraktion}}$ werden die Signale größer. Neben einfach geladenen Heliumionen (He^+ bei $m/q = 4$) sieht man auch Protonen (H^+) aus dem Restgas oder aus Verunreinigungen des Heliums sowie einen Peak bei $m/q = 2$. Dieser kann sowohl von molekularen Wasserstoffionen, H_2^+ , oder doppelt ionisiertem Helium He^{2+} stammen.

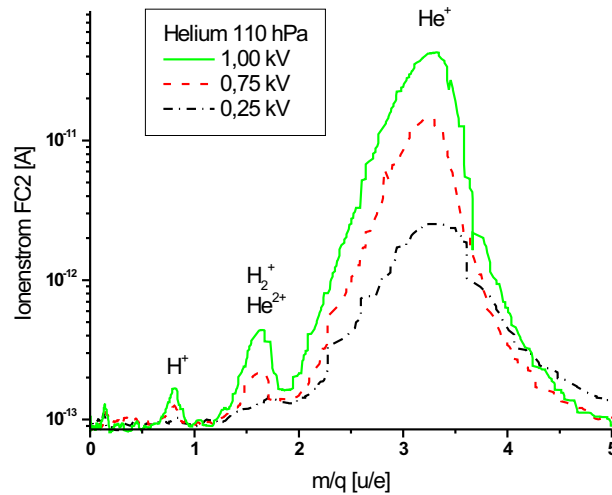


Abbildung 4.9: Ionenspektrum, aufgenommen mit Hilfe des Magnetspektrometers. Aufgetragen ist der Ionenstrom im zweiten Faraday-Cup (FC2) gegen das Verhältnis von Ionenmasse zu Ladungszustand (m/q) für verschiedene Beschleunigungsspannungen bei einem festen Druck.

Das in Abbildung 4.10 gezeigte Ionenspektrum (Betrieb mit 160 kPa Neon bei $U_{\text{Extr}} = 1,5$ kV) wurde direkt im Anschluss an das Spektrum in Abb. 4.9 aufgenommen, weshalb noch ein Rest Helium zu sehen ist. Es fällt jedoch auf, dass sich das Verhältnis der Peaks bei $m/q = 1$ und 2 umgekehrt hat. Dies lässt vermuten, dass der Peak bei $m/q = 2$ in Abbildung 4.9 zu einem recht großen Anteil auch aus He^{2+} bestanden haben muss. Aufgrund der hohen Ionisationsenergie von 54 eV für das zweite Elektron im Helium waren He^{2+} -Ionen nicht in einer messbaren Menge erwartet worden.

Im Neon-Spektrum sieht man zudem, dass auch Ne^{2+} -Ionen entstehen, außerdem Sauerstoff- und Stickstoff-Ionen aus dem Restgas. Höhere Ladungszustände als $q = 2+$ wurden in Messungen mit Neon sowie Argon nicht beobachtet.

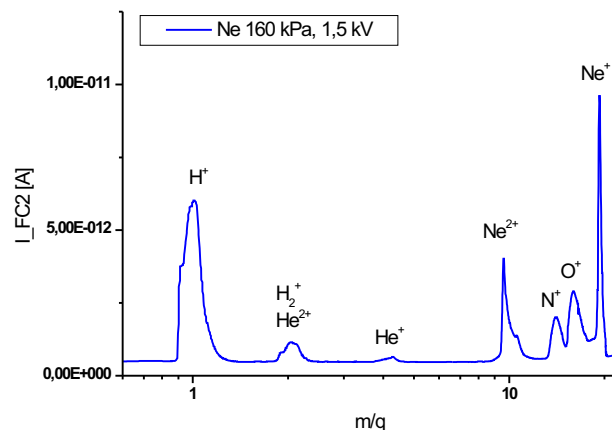


Abbildung 4.10: Ionenspektrum beim Betrieb mit Neon (Druck: 160 kPa) und einer Extraktionsspannung von 1,5 kV.

Die Abhängigkeit des Ionenstroms vom Druck ist bei den in FC2 aufgenommenen Spektren dieselbe wie bei den Messungen in FC1: mit steigendem Druck geht die Ionenausbeute herunter.

Wie Spektrum 4.11 zeigt, ist auch die Produktion molekularer Ionen wie HeH^+ möglich. Selbst bei einer geringen Wasserstoff-Beimengung zum Betriebsgas Helium in Höhe von 11 Massenprozent (10 sccm H_2 zu 80 sccm He) ist ein deutliches HeH^+ -Signal (mit etwa 1% der Höhe des He^+ -Signals) sichtbar. Die Bildung molekularer Ionen wird durch den hohen Gasdruck in der Entladung begünstigt [Wies76].

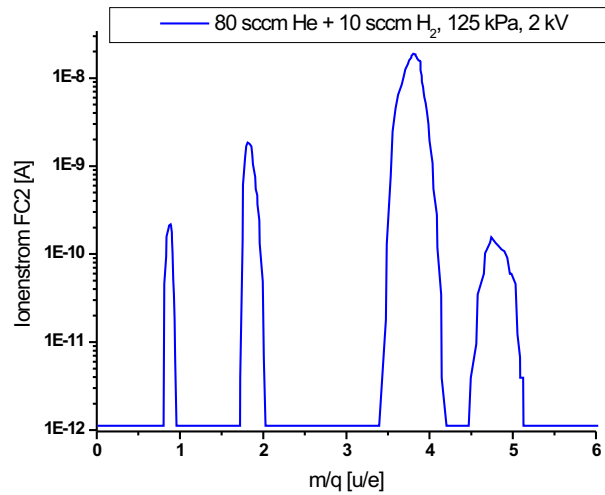


Abbildung 4.11: Ionenspektrum im Betrieb mit einer Mischung von Helium mit Wasserstoff. Das vergleichsweise hohe Signal bei $m/q = 5$ zeigt, dass sich die Mikro-Ionenquelle gut zur Erzeugung molekularer HeH^+ -Ionen eignet.

Auffallend in allen Spektren (vor allem in Abb. 4.9) ist die große Breite der Peaks. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Ionen mit einer sehr breiten Energieverteilung in das Massenspektrometer eintreten. Zudem sind die Peaks zu niedrigeren m/q -Werten verschoben, die mittlere Energie liegt also niedriger als die erwartete $E_{kin} = q \cdot U_{extr}$. Um dies zu überprüfen, wurde vor dem zweiten Faraday-Cup ein Gitter eingebaut, das auf eine positive Gegenspannung gelegt werden kann. Somit können nur Ionen, deren kinetische Energie die Bedingung $E_{kin} \geq q \cdot U_{gegen}$ erfüllen, den Faraday-Cup-Detektor erreichen. In den Spektren, die mit Gegenspannung aufgenommen wurden (Abb. 4.12), sieht man daher deutlich eine scharfe Kante im Ionensignal. Dies bestätigt die breite Energieverteilung der Ionen. Die Kante wurde zur Kalibrierung der m/q -Skala der Spektren verwendet, da hier die kinetische Energie der Ionen genau bekannt ist.

Auch wenn die Gegenspannung identisch mit der Extraktionsspannung ist, sieht man noch ein Ionensignal. Es müssen also auch Ionen mit einer höheren kinetischen Energie als $q \cdot U_{extr}$ vorhanden sein. Die Erklärung hierfür

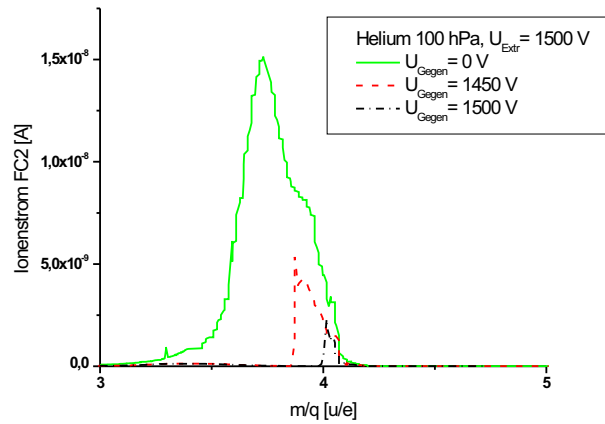


Abbildung 4.12: Ionenspektren (Helium, 1500 V Extraktionsspannung) ohne bzw. mit 1450 und 1500 V Gegenspannung vor dem Faraday-Cup-Detektor. Man sieht, dass die Ionen mit einer sehr breiten Energieverteilung am Massenspektrometer ankommen. Zudem lässt sich das Plasmapotential abschätzen.

ist, dass die Ionen auf dem etwas höheren Plasmapotential starten. Auf diese Weise lässt sich die Höhe des Plasmapotentials auf etwa 30 Volt abschätzen, da einfach geladene Ionen mit einer kinetischen Energie von etwa 30 eV oberhalb $q \cdot U_{Extr}$ nachgewiesen werden können.

Die breite Energieverteilung sowie die Verschiebung zu niedrigeren Energien lässt darauf schließen, dass auf dem Weg zwischen Plasma und Massenspektrometer ein Energieverlust auftritt. Schließlich durchlaufen alle Ionen (von dem vernachlässigbaren Einfluss des Plasmapotentials abgesehen) dieselbe Extraktionsspannung und besitzen somit anfangs alle die Energie $E_{kin} = q \cdot U_{Extr}$. Für den Energieverlust müssen Stöße verantwortlich sein, bei denen die Ionen einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren. Hier zeigt sich ein Nachteil des recht einfachen Designs der Extraktionsgeometrie, bei der die Ionen innerhalb der ersten 3 mm hinter der MSE auf ihre End-Energie beschleunigt werden. Gerade in diesem Bereich ist der lokale Druck im Gasjet am größten, er fällt innerhalb weniger 10 Düsendurchmesser, also weniger Millimeter, drastisch ab. Dies zeigt Abbildung 4.13.

Beim Verlassen der Düse bewegen sich die Ionen mit derselben Geschwindigkeit wie die übrigen Gasteilchen. Die Kräfte aufgrund des Extraktionspotentials beschleunigen sie nun aber auf wesentlich höhere Geschwindigkeiten. Heliumionen mit einer kinetischen Energie von 1500 eV besitzen beispielsweise eine mittlere Geschwindigkeit von ca. 270.000 m/s, dies ist etwa das 200fache der Jetgeschwindigkeit. Die Ionen werden somit aus dem Gasjet herausgerissen, dabei müssen sie zwangsweise zahlreiche Stöße erleiden, wodurch ein Energieverlust stattfindet. Würden die Ionen hingegen ungestört mit dem Jet mitfliegen können und erst in einem größeren Abstand beschleunigt, wenn die Dichte im Gasjet um mehrere Größenordnungen abgefallen ist, so würden we-

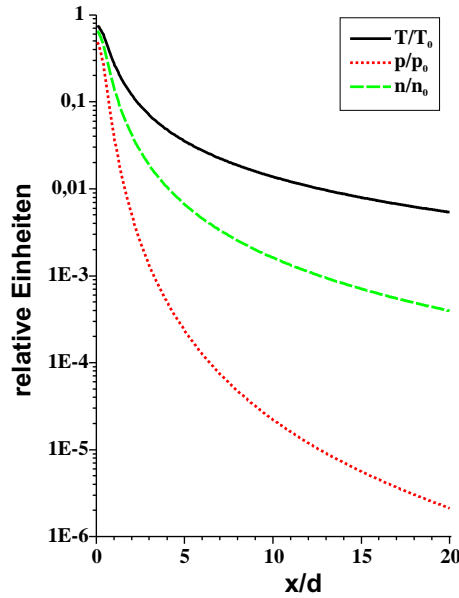


Abbildung 4.13: Entwicklung von Temperatur T , Druck p und Dichte n im zentralen Bereich des Gasjets (relativ zum jeweiligen Anfangswert) mit zunehmendem Düsenabstand x , gemessen in Düsendurchmessern d (aus [Hohn96], nach [Mill88]).

sentlich weniger Stöße mit den Gasjet-Atomen stattfinden. Der entstehende Ionenstrahl müsste eine deutlich bessere Energieschärfe aufweisen. Dieser Lösung steht allerdings im wahrsten Sinne des Wortes der Skimmer im Weg, denn wenn die Ionen nicht vor dem Skimmer durch ein Extraktionsfeld fokussiert werden, geht ein noch größerer Anteil auf dem Skimmer verloren. Der Skimmer kann jedoch nicht beliebig weit von der Düse entfernt platziert werden. Er muss sich vor der Mach Disk befinden, da der Gasjet ansonsten an der Mach Disk zusammenbricht. Bei einer zukünftigen Weiterentwicklung der Mikro-Ionenquelle muss hier ein sinnvoller Kompromiss gefunden werden. Der Abstand der Mach Disk von der Düse beträgt bei typischen Betriebsparametern ($p_0 = 100$ kPa, $p_b = 10^{-3}$ hPa, Düsendurchmesser $100 \mu\text{m}$) nach Gleichung 2.15 etwa $x_m = 67$ mm.

Andererseits ist es zur Erzeugung eines Ionenstrahls vermutlich nicht notwendig, den Gasjet möglichst lange aufrecht zu erhalten und durch den Skimmer ins Hochvakuum zu überführen. Der Kühleffekt wirkt nur in einem kleinen Bereich zu Beginn der Expansion, anschließend sollten die Ionen in longitudinaler Richtung keine Stöße mit den Atomen im Jet mehr erfahren. Lediglich in transversaler Richtung werden vermutlich Stöße auftreten, da sich die Ionen aufgrund ihrer Coulomb-Abstoßung nach außen bewegen. Eventuell stört es den Ionenstrahl kaum, wenn man auf den Skimmer verzichtet und den Gasjet an der Mach Disk kollabieren lässt. Ausreichende Saugleistung in der zweiten Vakuumkammer vorausgesetzt, kann man den Ionenstrahl durch eine vergleichsweise große Öffnung treten lassen und erst in größerem Ab-

stand beschleunigen und einen schmalen Strahl formen. Um die Ionenverluste durch Stöße mit dem Restgas zu minimieren, müsste man über eine wesentlich größere Saugleistung als die jetzigen 1000 l/s verfügen, um das Vakuum um mindestens eine Größenordnung gegenüber dem jetzigen Wert von $10^{-4} - 10^{-3}$ hPa reduzieren zu können.

Der Energieverlust durch Stöße im Gasjet lässt sich mit Hilfe der Software TRIM ("Transport of Ions in Matter") simulieren, die im Software-Paket SRIM [SRIM2000] enthalten ist. Dieses errechnet den statistischen Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchgang durch feste oder gasförmige Targets. Da bei der Mikroionenquelle jedoch nicht zuerst eine Beschleunigung auf eine feste Energie und danach ein Energieverlust durch Stöße in einem Gastarget auftreten, sondern beide Prozesse gleichzeitig stattfinden, kann die Simulation nur eine grobe Annäherung sein.

Der Gasjet wird für die Simulation mit TRIM durch ein mehrschichtiges Gastarget angenähert, wobei die Dichte zwischen den Schichten stufenweise abfällt. Als Dichte wurde jeweils der Mittelwert der nach Abb. 4.13 im jeweiligen Bereich zu erwartenden Werte verwendet.

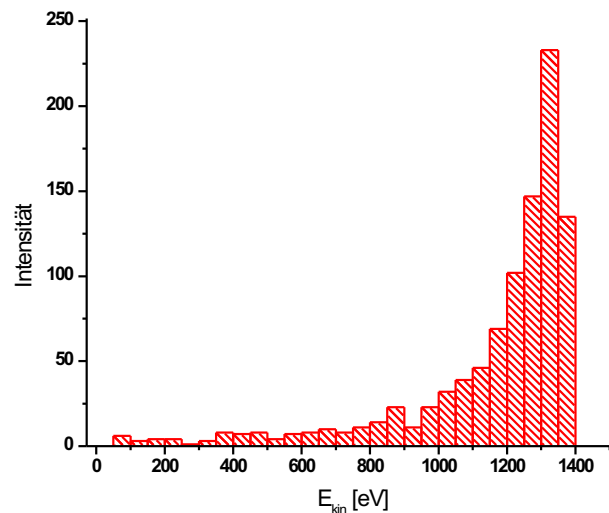


Abbildung 4.14: TRIM-Simulation der Energieverteilung von 1,5 keV-He⁺-Ionen nach Durchgang durch ein mehrschichtiges He-Gastarget, das dem Jet direkt nach der Düse angenähert ist.

Abbildung 4.14 zeigt die mit TRIM simulierte Energieverteilung eines 1,5 keV-He⁺-Strahls nach dem Durchgang durch das He-Gastarget. Man sieht deutlich den Effekt, der sich auch in den Spektren zeigt: das Intensitätsmaximum ist zu einer niedrigeren Energie verschoben und die Verteilung ist relativ stark ausgeschmiert.

Der Energieverlust schneller Teilchen beim Durchgang durch Materie lässt sich durch die Gleichung

$$\frac{dW}{dx} = \frac{Z^2 n Z' e^4 M}{8\pi \epsilon_0 m} \frac{1}{W} \cdot \ln \left(\frac{4mW}{MI} \right) \quad (4.1)$$

beschreiben (dabei sind W die kinetische Energie, Z die Ordnungszahl und M die Masse des einfliegenden Teilchens. dx bezeichnet die Flugstrecke durch das abbremsende Medium. e und m sind Elektronenladung und -masse. Z' ist die Ordnungszahl, n die Anzahldichte und I die mittlere Ionisierungsenergie der bremsenden Atome. ϵ_0 ist die Dielektrizitätskonstante). Der Energieverlust dW/dx fällt bei steigender Anfangsenergie W der einfliegenden Ionen mit $\ln(W)/W$ ab, am größten ist er also für langsame Teilchen. Aufgrund des schnellen Abfalls der Jetdichte mit zunehmendem Abstand von der Düse findet der stärkste Energieverlust in der ersten, besonders dichten Schicht statt. Da die Ionen in Realität hier noch am langsamsten sind - im Gegensatz zur Simulation, wo sie bereits von Anfang an die volle Energie von 1,5 keV besitzen - wird der tatsächliche Energieverlust und damit die Verbreiterung des Spektrums noch erheblich größer sein als in der Simulation.

4.4 Betrieb ohne Extraktion der Ionen

Um ein Ionenspektrum aufzunehmen, ohne den Ionenstrahl durch Anlegen einer Extraktionsspannung zu beschleunigen und fokussieren, eignet sich der Aufbau mit Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) wie in Kapitel 3.5 beschrieben. Abbildung 4.15 zeigt ein auf diese Weise gewonnenes Spektrum. Da bei dem verwendeten QMS der Helium-Peak ($m/q = 4$) am Rand des Messbereichs liegt und nicht mehr richtig aufgelöst werden kann, wurde die Ionenquelle mit Neon betrieben. Im Spektrum sieht man einfach- und zweifach geladene Neon-Ionen, jeweils von den beiden in der Natur häufig vorkommenden Isotopen ^{20}Ne sowie ^{22}Ne etwa im erwarteten Verhältnis 90,5 : 9,2. Das seltenere Isotop der Masse 21 kann höchstens erahnt werden. Zudem sieht man erneut Sauerstoff- und H_2O -Ionen. Die Schärfe der Peaks ist gegenüber den Messungen mit Extraktion der Ionen erheblich besser, dies bestätigt die Vermutung, dass die Ionen beim Beschleunigen im Gasjet einen Energieverlust aufgrund von Stößen erleiden.

Diese Messung wurde mit Wolfram-MSE gemacht, daher sieht man in einem anderen Ausschnitt desselben Spektrums (Abb. 4.16) zum einen Ionen der Indium-Isotope ^{113}In sowie ^{115}In aus dem verwendeten Dichtring. Zudem finden sich Ionen der häufigsten Wolfram-Isotope mit den Massen 182,

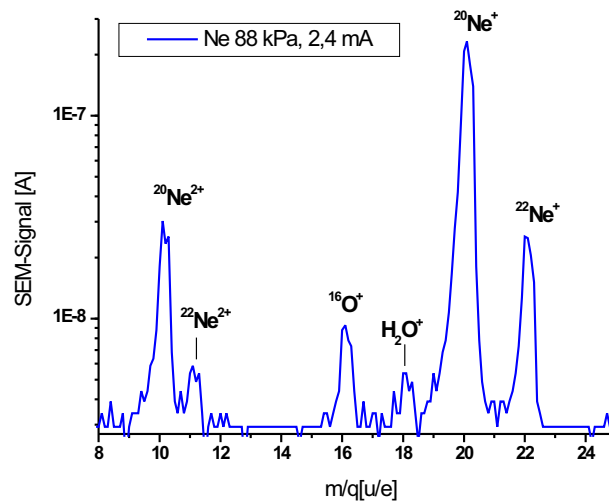


Abbildung 4.15: Ionenspektrum beim Betrieb mit Neon ($p=88$ kPa, $I_{\text{Plasma}}=2,4$ mA), aufgenommen mit dem Quadrupol-Massenspektrometer. Es wurde keine Extraktionsspannung angelegt.

183, 184 und 186. Weiterhin finden sich Ionen von Eisen und Chrom aus der Edelstahl-Halterung der MSE sowie von Aluminium aus dem Skimmer. Betreibt man die Entladung mit einer MSE mit Kupfer-Elektroden, so sieht man erwartungsgemäß Kupfer-Ionen ($^{63}\text{Cu}^{+}$ sowie $^{65}\text{Cu}^{+}$) anstelle der Indium- und Wolfram-Peaks.

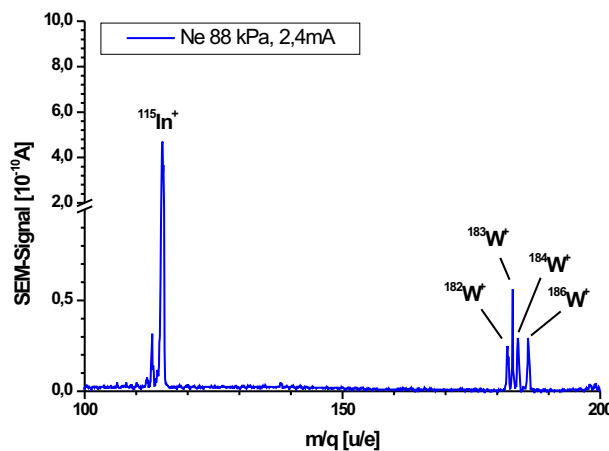


Abbildung 4.16: Ionenspektrum wie zuvor. Es treten Metallionen (Indium aus dem Dichterring, Wolfram aus den MSE-Elektroden) auf.

Dieses Auftreten von Metallionen, speziell der Ionen aus Bereichen, die weit von der eigentlichen Entladung entfernt sind (etwa Aluminium aus dem Skimmer) ist interessant, da die Ionen nicht durch den Aufprall des Plasmajets entstanden sein können. Bei diesen Messungen wurde häufig keine Extraktionsspannung verwendet, so dass der Ionenstrahl nicht die nötige Energie zur Ionisation etwa des Aluminiums im Skimmer aufbringen kann. Da die Metallionen auch im Betrieb mit z.B. Stickstoff beobachtet wurden, welches deutlich niedrigere metastabile Energieniveaus aufweist als Helium oder Neon, ist auch eine Penning-Ionisation eher unwahrscheinlich. Diese Punkte

deuten darauf hin, dass durch den Plasmajet Metallatome gesputtert wurden und dann durch eine Rückströmung zur Düse in den aktiven Plasmabereich gelangt sind. Dort wurden sie ionisiert und mit dem Gasjet zum QMS transportiert.

Die Ausbeute an Ionen ist aufgrund der fehlenden Fokussierung natürlich erheblich geringer als bei den Messungen im vorherigen Kapitel. Da der Detektor hinter dem Quadrupol-Trennsystem nur einen winzigen Raumwinkel des Ionenstrahls "sieht", muss das Ionensignal mittels eines Sekundärelektronen-Multipliers (SEM) verstärkt werden. Die Verstärkung liegt im Bereich $10^5 - 10^6$, ein SEM-Signal von 10^{-7} A entspricht also einem Ionenstrom von ca. $10^{-13} - 10^{-12}$ A.

4.5 Haltbarkeit der Keramik-MSE

Die anfangs benutzten Kapton-basierten MSE besaßen nur eine relativ kurze Lebensdauer, da bei ihnen der Isolator durch UV-Strahlung und direkte Plasmaeinwirkung schnell zerstört wurde, wie in Abbildung 3.3 gezeigt. Dieser Schwachpunkt wurde durch die Verwendung einer Keramikfolie als Isolator behoben, selbst nach mehrstündigem Betrieb zeigte sich bei den neuen MSE keinerlei Abnutzung an der Keramik. Die Haltbarkeit wird nun dadurch begrenzt, dass die Elektroden durch Sputterprozesse abgetragen werden, wie man an den im vorangegangenen Kapitel erwähnten Metallionen sieht.

Abbildung 4.17 zeigt eine Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme einer Keramik-MSE mit Kupferelektroden. Diese wurde mehrere Stunden in Argon bei Entladeströmen von mehreren mA betrieben. Das Bild zeigt eine Vergrößerung des Bereichs um die Pore an der Kathode. Das Kupfer wurde im Umkreis von etwa 1 mm Radius um das Loch kraterförmig bis auf die blanke Keramik abgetragen. An der Anode der MSE, an der nur Elektronen auftreffen, lässt sich keine Abnutzung beobachten.

Der Sputterkoeffizient von Wolfram ist deutlich geringer als der von Kupfer, und so zeigen die neuen MSE mit Wolfram-Elektroden tatsächlich eine deutlich längere Haltbarkeit. Auch hier findet zwar noch ein starkes Sputtern der Elektroden statt, wie man an der in Abbildung 4.18 gezeigten Lichtmikroskopaufnahme einer W-Elektrode nach ca. 5 Stunden Betrieb in Helium sieht. Jedoch konnte die Haltbarkeit der MSE durch die Verwendung von Wolfram um einen Faktor 5-10 verlängert werden.

Die Dicke der W-Elektroden beträgt herstellungsbedingt nur etwa ein Zehntel der Dicke der Kupfer-Elektroden, so dass man von einer Reduktion der

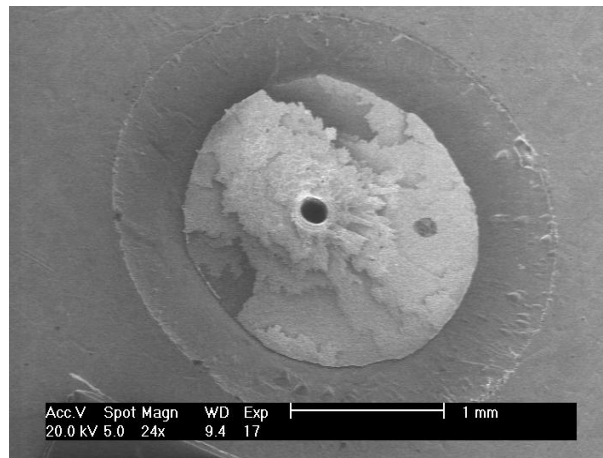


Abbildung 4.17: REM-Aufnahme einer MSE, die mehrere Stunden mit Argon bei hohem Entladestrom betrieben wurde. Rund um die Pore ($\text{Ø}100\text{ }\mu\text{m}$) ist die Kupfer-Elektrode krautförmig bis auf die blanke Keramik weggesputtert.



Abbildung 4.18: Keramik-MSE mit Wolfram-Elektroden nach ca. 5 Stunden Betrieb in Helium. Man sieht an der Skala im Bild, dass das Wolfram etwa auf den doppelten Lochdurchmesser weggesputtert wurde (von 16 Skalenteilen, etwa $160\text{ }\mu\text{m}$, auf 31 Skt. $\approx 310\text{ }\mu\text{m}$).

Sputterprozesse etwa um einen Faktor 100 ausgehen kann. Vergleicht man die Ionenströme an Cu^+ -Ionen und an In^+ -Ionen (jeweils relativ zur Höhe des Ne^+ -Signals), so zeigt sich auch hier zirka ein Faktor 100. Dies zeigt, dass die Wolfram-Elektroden der zweiten Keramik-MSE-Generation tatsächlich eine deutlich größere Haltbarkeit gegenüber Ionensputtern besitzen als die Kupfer-Elektroden.

Mit – leider noch nicht verfügbaren – MSE mit wesentlich dickeren Elektroden aus Metallen wie Wolfram oder Tantal sollte eine Betriebsdauer von einer Woche oder mehr erreicht werden können, wie sie für eine sinnvolle Nutzung nötig ist.

Der stetige Abtrag der Elektroden führt dazu, dass sich der effektive Elektrodenabstand langsam erhöht. Um die Entladung am Leben zu erhalten, muss die am Plasma anliegende Spannung (bzw. alternativ der Gasdruck) ständig erhöht werden, von anfangs wenigen 100 Volt auf weit über 1 kV. Schließlich brennt das Plasma jedoch nicht mehr gleichmäßig, sondern nur noch fla-

ckernd, teilweise im μs -Takt. Dies resultiert im zeitlichen Mittel in einem wesentlich geringeren Plasmastrom (meist nur einige $10\ \mu\text{A}$) und damit einer geringeren Ionenstromdichte. Sowohl Plasmastrom als auch Ionenstrom sind jedoch im Mittel extrem stabil, häufig stabiler als bei hohen Entladestömen von mehreren mA. Das Extraktionsfeld kann die Divergenz des entstehenden Ionenstrahl deutlich stärker verringern, man erhält einen noch feineren Strahl, wie in Abbildung 4.19 zu sehen ist. Da mit der Ionenstromdichte auch die für die Leuchterscheinung verantwortlichen Stöße mit Jet und Restgas abnehmen, ist der Strahl kaum noch zu erkennen.



Abbildung 4.19: Ein Plasmajet (130 kPa Helium) mit abgenutzter MSE. Der Plasmastrom beträgt lediglich einige $10\ \mu\text{A}$, die Extraktionsspannung 1,5 kV. In der linken Bildhälfte kann man die Skimmerspitze erahnen, die das Leuchten des Plasmas reflektiert.

Aufgrund der geringeren Strahldivergenz ist der hinter dem Skimmer im Faraday-Cup gemessene Strom etwa in der selben Größenordnung wie beim Betrieb mit einer neuen MSE und hohem Plasmastrom. Im zweiten Fall geht einfach der größte Teil des Stroms auf dem Skimmer verloren, weil der Strahl aufgrund der hohen Stromdichte nicht genügend stark fokussiert werden kann. Da wegen des geringeren Ionenstroms nun auch das Sputtern der Elektroden beträchtlich langsamer fortschreitet, kann man solche MSE noch über einige Stunden betreiben, bevor es schließlich unmöglich wird, ein ausreichend stabiles Plasma zu zünden.

4.6 Verwendung der Mikro-Ionenquelle zur Gasanalytik

In Kooperation mit dem Dortmunder Institut für Spektrochemie und angewandte Spektroskopie (ISAS) wurde untersucht, ob sich ein mit einer MSE erzeugtes Hochdruckplasma für einen Einsatz in der Gasanalytik eignet. Hier kommen bisher häufig Niederdruckplasmen zum Einsatz, um das zu untersuchende Gas zu ionisieren. Die Ionen werden mit einem Massenspektrometer aufgetrennt, anhand charakteristischer Ionenzusammensetzungen kann dann auf die Konzentration eines beispielsweise halogenhaltigen Schadstoffes geschlossen werden.

Für diese Messungen wurde der Aufbau mit dem Quadrupol-Massenspektrometer verwendet. Auf eine Extraktion der Ionen wurde verzichtet, lediglich

eine geringe Beschleunigungsspannung im Bereich weniger 10 Volt wurde verwendet, um den Ionenstrahl zu fokussieren und so die Ausbeute hinter dem Skimmer zu verbessern.

Exemplarisch für einen zu analysierenden Schadstoff wurde dem Trägergas (Helium oder Neon) eine geringe Menge des "Ozonkillers" Freon (CCl_2F_2) beigemischt, angefangen mit Werten um 24 ppm (1 ppm = 1 part per million, also $1 \cdot 10^{-6}$). Mit Hilfe eines zweiten Mass-Flow-Controllers wurde diese Konzentration durch Beimischen von reinem Gas (bei konstant gehaltenem Gesamt-Gasfluss) schrittweise verringert und jeweils ein Ionenspektrum aufgenommen. Abbildung 4.20 zeigt einen Ausschnitt eines solchen Spektrums, aufgenommen mit einer Mischung von Helium mit 24 ppm Freon. Im Plasma entstehen sämtliche möglichen Fragmente von Freon, von C^+ , Cl^+ , F^+ (im Bild nicht sichtbar) über zahlreiche größere ionisierte Fragmente bis hin zu $(\text{Freon})^+$ -Ionen.

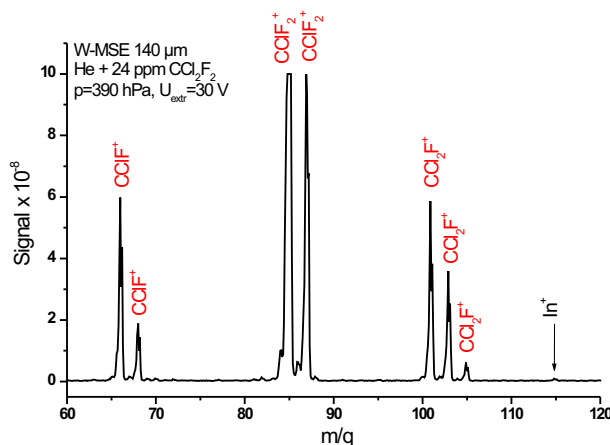


Abbildung 4.20: Ionenspektrum im Betrieb mit 390 hPa Helium und 24 ppm CCl_2F_2 . Der Plasmastrom beträgt 1 mA, die Extraktionsspannung 30 Volt.

Ein Ionensignal gilt noch als nachweisbar, wenn es zwei- bis dreimal so hoch ist wie das zugrundeliegende Rauschen. Zur Bestimmung der Nachweisgrenze werden die Signale einzelner Fragmentationen, die linear mit der Freon-Konzentration abfallen, gegen diese aufgetragen. Eine Extrapolation bis zum Dreifachen des Rauschens ergibt die Nachweisgrenze. Dieses Verfahren zeigt Abbildung 4.21 am Beispiel der Ionen Cl^+ und CClF_2^+ .

Es ergeben sich Nachweisgrenzen von 4 ppb für Cl^+ und 2 ppb für CClF_2^+ (1 ppb = 1 part per billion = $1 \cdot 10^{-9}$). Dieser Wert ist durchaus vergleichbar mit herkömmlichen Massenspektrometern, also dafür, dass keinerlei Optimierungen vorgenommen wurden, bereits sehr gut.

Weitere Messungen mit SF_6 lieferten keine brauchbaren Ergebnisse, da die Entladung nicht sehr stabil brannte und die Pore der MSE schnell durch Schwefelverbindungen verstopft wurde.

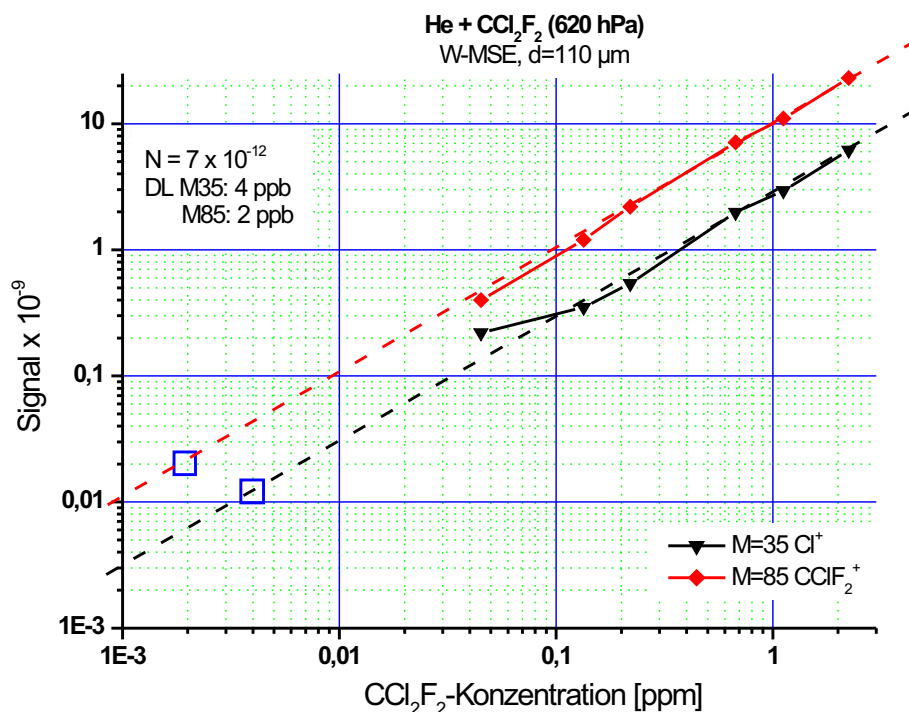


Abbildung 4.21: Ermittlung der Nachweisgrenze für die Ionen der Masse $35 \cdot u$ (Cl^+) sowie $85 \cdot u$ (CClF_2^+). Plasmaparameter: He+Freon, $p = 630 \text{ hPa}$, $I_{Pl} = 0,7 \text{ mA}$. Aufgetragen ist die Signalthöhe gegen die Freon-Konzentration. Durch Extrapolation bis zum Dreifachen des Grundrauschens (hier $7 \cdot 10^{-12}$) lässt sich die Nachweisgrenze bestimmen, gekennzeichnet durch die beiden Vierecke.

Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen, dass sich ein Hochdruckplasma wie in der Mikro-Ionenquelle für Anwendungen in der Gasanalytik gut eignet. Der einfache und kompakte Aufbau sowie die effiziente Ionisation, die zu einer sehr geringen Nachweisgrenze führt, sprechen dafür, diese Idee weiter zu verfolgen und durch weitere Optimierungen eine Alternative zu herkömmlichen Niederdruck-Plasmaverfahren in der Analytik zu schaffen.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelte sehr einfach und kompakt aufgebaute Mikro-Ionenquelle basiert auf einer Mikro-Struktur-Elektrode (MSE). Mit dieser lässt sich bei einer Betriebsspannung von wenigen 100 Volt eine stabile Hochdruck-Glimmentladung erzeugen. Das Betriebsgas durchströmt die MSE-Pore und expandiert anschließend adiabatisch ins Vakuum, wobei die interne Temperatur des Strahls herabgesetzt wird. Der Vordruck des Gases kann bei dem vorhandenen Aufbau zwischen wenigen 100 hPa und etwa 0,5 MPa liegen. Mit einem ähnlichen Aufbau, jedoch mit deutlich größerer Saugleistung der Vakuumpumpen, konnte selbst bei Vordrücken über 3 MPa noch eine Entladung mit gleichen Eigenschaften betrieben werden.

Es wurde gezeigt, dass Ionen durch Diffusion sowie die starke Gasströmung in der MSE-Pore aus dem Plasma extrahiert werden. Eine zusätzliche Beschleunigungsspannung zeigt einen deutlichen Einfluss auf die Formierung eines Ionenstrahls. Es kann ein schmaler Strahl mit maximal einigen mm Durchmesser erzeugt werden.

Die Mikroentladung lässt sich mit zahlreichen Gasen betreiben. Erfolgreich getestet wurden Helium, Neon, Argon, Stickstoff und normale Luft sowie Mischungen davon. Auch eine Beimischung von Wasserstoff ist möglich und eröffnet die Erzeugung beispielsweise von molekularen HeH^+ -Ionen.

Zur Extraktion der Ionen kann eine Beschleunigungsspannung von bis zu 5 kV angelegt werden. Der Ionenstrahl wird über ein differenzielles Pumpsystem durch einen Skimmer ins Hochvakuum überführt und dort analysiert. Es entstehen sowohl einfach als auch doppelt geladene Ionen. Bei ei-

nem Entladestrom von wenigen mA lässt sich ein Strom von bis zu 3 mA (ohne Sekundärelektronen-Unterdrückung) auf dem Skimmer messen. Die Stromdichte des Strahls ist jedoch zu hoch, um mit der verwendeten einfachen Diodenextraktion den gesamten Strom durch den Skimmer zu transportieren. Nur ein Anteil von ca. $1/50$ bis $1/30$ des gesamten Ionenstroms kann den Skimmer passieren. Hinter dem Skimmer liegt der Strom zwischen einigen 100 nA und einigen 10 μ A. Durch Optimierung der Extraktionsgeometrie sollte hier eine deutliche Erhöhung erreicht werden.

Im normalen Betrieb wird mit einem Entladestrom von 1-2 mA gearbeitet. Zum einen ist hier bereits, wie eben erwähnt, die maximale Stromdichte erreicht, die durch den Skimmer transportiert werden kann. Zudem sinkt mit steigendem Strom die Haltbarkeit der MSE-Elektroden aufgrund verstärkten Sputterns erheblich, auch dies spricht gegen einen Betrieb mit hohem Plasmastrom. Der maximale bisher erreichte Entladestrom in einem MSE-Plasma beträgt 50 mA. Der Elektrodenabtrag begrenzt momentan die Betriebsdauer einer MSE auf wenige Stunden. Durch die Einführung von Wolfram-Elektroden konnte bereits eine deutliche Steigerung der Haltbarkeit erreicht werden, für eine sinnvolle Anwendung der Ionenquelle muss jedoch noch eine Weiterentwicklung der MSE stattfinden.

Dass sich der Kühleffekt aufgrund der adiabatischen Expansion auf im Plasma erzeugte metastabile He^* -Atome auswirkt, wurde im Rahmen einer zweiten Diplomarbeit zum Thema Plasmajet gezeigt. Mit einem Aufbau nach demselben Prinzip, jedoch ohne Extraktionsspannung, wurde eine Apparatur zur Erzeugung eines spinpolarisierten metastabilen Helium-Targets realisiert [Jahn2002]. Es wurde gezeigt, dass zum einen der Energieeintrag ins Gas durch die Entladung sehr gering ist. Es handelt sich also beim MSE-Hochdruck-Plasma tatsächlich um eine nichtthermische Entladung. Zum anderen konnte in ergänzenden Flugzeitmessungen gezeigt werden, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Metastabilen der eines herkömmlichen Gasjets entspricht. Der Kühleffekt wirkt also auf die Metastabilen genauso wie auf Gasatome im Grundzustand, ohne dabei die Metastabilen abzuregen.

Um die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen zu untersuchen, ist die verwendete Methode jedoch nicht ohne weiteres anwendbar. Aufgrund der Coulomb-Abstoßung der Ionen weist der unbeschleunigte Ionenstrahl eine starke Divergenz auf. Die Intensität des Ionensignals auf dem Detektor ist somit äußerst gering, was eine Flugzeitmessung kaum sinnvoll erscheinen lässt.

Mit den vorhandenen Diagnosemethoden konnte daher ein Kühleffekt aufgrund der adiabatischen Expansion auf die Ionen nicht verifiziert werden.

Mit der Mikro-Ionenquelle wurde jedoch gezeigt, dass es eine Wechselwirkung zwischen Ionen und Gasjet gibt: versucht man, die Ionen mit einer Extraktionsspannung zu beschleunigen, so erfahren sie aufgrund zahlreicher Stöße mit den langsameren Gasteilchen einen massiven Energieverlust. Man erhält einen Ionenstrahl mit stark verbreiteter Energieverteilung. Dies zeigt, dass sich die Ionen im Bereich hoher Dichte mit dem Jet bewegen. Stört man die Expansion, indem man die Ionen mittels der Beschleunigungsspannung aus dem Jet herausreißt, so erfahren sie durch die Wechselwirkung mit den Atomen im Jet einen erheblichen Energieverlust. Es ist daher zu vermuten, dass auch die Ionen gekühlt werden.

Misst man mit Hilfe eines Quadrupol-Massenspektrometers das Spektrum von nicht beschleunigten Ionen, so erhält man scharfe Peaks, es tritt also kein Energieverlust auf. Zur Messung des Geschwindigkeitsprofils eignet sich diese Methode jedoch nicht. Es ist daher sinnvoll, in Zukunft mit einer entsprechend angepassten Apparatur auch für die Ionen eine Flugzeitmessung durchzuführen.

Die schlechte Energieschärfe des Ionenstrahls ist ein erheblicher Nachteil für viele Anwendungen. Für zukünftige Weiterentwicklungen der Mikro-Ionenquelle muss eine geeignetere Extraktionsgeometrie gefunden werden. Eine Möglichkeit wäre, die Ionen mit dem Gasjet mitfliegen zu lassen und in größerem Abstand zu beschleunigen, wenn die Dichte im Jet stark abgefallen ist. In diesem Fall muss man jedoch eine sinnvolle Lösung für Größe und Position des Skimmers finden oder klären, ob auf einen Skimmer vollständig verzichtet werden kann. Es könnte bei dieser Lösung hilfreich sein, die Raumladungsdichte im Ionenstrahl durch Überlagerung mit einem Elektronenstrahl zu reduzieren und so die Divergenz des Strahls zu verringern. Man könnte die Divergenz auch verringern, indem man den Ionenstrahl durch ein Magnetfeld einschließt. Hierbei provoziert man aber vermutlich durch die Spiralbewegung der Ionen zusätzliche Stöße mit dem Jet. Denkbar wäre auch, die Ionen mit Hilfe elektrischer Felder aus dem Gasjet herauszulenken und anschließend zu beschleunigen.

Bekommt man das Problem des Energieverlusts in den Griff, so erhält man eine leistungsfähige Ionenquelle, die ein großes Potential für Anwendungen bietet. Der kompakte Aufbau ermöglicht einen Verzicht auf Wechselspannungen, Mikrowellenstrahlung sowie magnetischen Einschluss. Da es sich um eine Gleichspannungsentladung mit wenigen Watt Leistung handelt, ist ein sehr energieeffizienter Betrieb möglich. Die gemessenen Ionenströme zeigen, dass eine Hochdruckentladung auf der Basis von MSE eine hohe Ionisations-

effizienz aufweist. Der hohe Arbeitsdruck ermöglicht eine große Ausbeute an molekularen Ionen.

Gelingt es, den Kühleffekt des Gasjets auf die Ionen zu nutzen, so erzeugt man einen Ionenstrahl mit sehr niedriger interner Temperatur, der für atomphysikalische Experimente interessant ist. Zudem ließe sich ein solcher Strahl auf sehr kleine Durchmesser fokussieren, was eine hohe Genauigkeit etwa bei Oberflächenmodifikationen erlaubt.

Die Untersuchungen im Bereich Gasanalytik haben gezeigt, dass Hochdruckentladungen hier eine Alternative zu den herkömmlichen, auf Niederdruckentladungen basierenden, Messverfahren darstellen. Die sehr guten Nachweisgrenzen für Freon in Kombination mit dem einfachen und kompakten Aufbau sprechen für die Hochdruckentladung. Jedoch muss für eine sinnvolle Nutzung die Haltbarkeit der MSE noch deutlich erhöht werden.

A. Einheiten und Konstanten

A.1 Umrechnung verwendeter SI-Einheiten in ältere Einheiten

In dieser Arbeit werden durchgängig SI-Einheiten, also Einheiten nach dem „*Système International d’Unités*“ (siehe z.B. [SI60]) verwendet. Gerade bei Druckangaben sind jedoch einige ältere Einheiten noch immer weit verbreitet. Die folgenden Formeln sollen das Umrechnen in die vertrauten Einheiten erleichtern:

$$1 \text{ bar} = 100 \text{ kPa}$$

somit

$$1 \text{ MPa} = 10 \text{ bar}$$

$$1 \text{ hPa} = 1 \text{ mbar}$$

Die Verwendung der Einheit bar ist gesetzlich noch erlaubt.

Heute kaum noch benutzt wird *torr* bzw. *mm Hg* (Millimeter Quecksilbersäule):

$$760 \text{ torr} = 760 \text{ mm Hg} = 1013,25 \text{ mbar} = 1013,25 \text{ hPa}$$

$$1 \text{ hPa} = 1 \text{ mbar} = 0,750 \text{ torr}$$

A.2 physikalische Konstanten

Atomare Masseneinheit	$u = \frac{1}{12}m(^{12}\text{C})$	$(1,660542 \pm 10) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Avogadro-Konstante	N_{A}	$(6,022137 \pm 4) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Boltzmann-Konstante	k	$(1,6021773 \pm 5) \cdot 10^{-19} \text{ J K}^{-1}$
Dielektrizitätskonstante	ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1}\text{m}^{-1}$
Elementarladung	e	$(1,6021773 \pm 5) \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Loschmidt-Konstante	N_{L}	$2,6868 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Plancksches Wirkungsquantum	h	$(6,626076 \pm 4) \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
	$\hbar = h/(2\pi)$	$(1,05473 \pm 1) \cdot 10^{-34} \text{ J s}$

B. Analyse des Ionenstrahls

B.1 Magnetische Massenspektrometrie

Bewegte Ladungen werden in einem Magnetfeld aufgrund der Lorentz-Kraft

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{B.1})$$

auf einer Kreisbahn abgelenkt. Dabei ist q die Ladung und \vec{v} die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens, \vec{B} ist die magnetische Induktion. Da bei einem typischen Analysiermagneten \vec{B} senkrecht zur Flugrichtung des Teilchenstrahls steht ($\alpha = 90^\circ$, also $\sin(\alpha) = 1$), kann man vereinfachen:

$$F_L = q \cdot v \cdot B \cdot \sin(\alpha) = qvB \quad (\text{B.2})$$

Ein Teilchen der Masse m und des Ladungszustandes q , das ein beschleunigendes Potential U durchlaufen hat, besitzt eine kinetische Energie

$$E_{kin} = q \cdot U = \frac{1}{2}mv^2 \quad (\text{B.3})$$

Bewegt sich ein massebehaftetes Teilchen auf einer Kreisbahn, so wirkt der Lorentzkraft eine gleich große Zentrifugalkraft

$$F_Z = \frac{mv^2}{r} \quad (\text{B.4})$$

entgegen.

Hieraus erhält man für den Krümmungsradius r der Kreisbahn:

$$r = \sqrt{\frac{m}{q} \frac{2U}{B^2}} . \quad (\text{B.5})$$

Ionen verschiedener Masse-zu-Ladung-Verhältnisse m/q , die dieselbe Beschleunigungsspannung durchlaufen haben, werden also auf verschiedenen Kreisbahnen abgelenkt. Dies nutzt man beim magnetischen Massenspektrometer (siehe Abbildung 2.19) aus, um die Ionen nach ihren Impulsen zu trennen. Durch einen Eingangs- und Ausgangsschlitz wird nur eine definierte Bahn durch einen Ablenkmagneten zugelassen. Bei gegebenem B-Feld und bekannter Extraktionsspannung U treten nur Ionen mit dem Masse-Ladungs-Verhältnis

$$\frac{m}{q} = \frac{1}{2 \cdot U} (r \cdot B)^2 \quad (\text{B.6})$$

durch den Ausgangsschlitz. Durch Variation des Magnetfeldes lässt sich am Ausgang ein Impulsspektrum des eintretenden Ionenstrahls messen.

Um eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung zu erreichen, müssen die Blenden jeweils im Abstand $L = 2 \cdot r$ von der Kante des Magneten angebracht sein.

Für die Breiten $\Delta x_e, \Delta x_a$ von Eingangsschlitz bzw. Ausgangsschlitz sollte gelten:

$$\Delta x_e = |M| \Delta x_a , \quad (\text{B.7})$$

dabei gibt M den Abbildungsmaßstab an. Für einen doppelfokussierenden Magneten mit einem Ablenkwinkel von 90° gilt für den Abbildungsmaßstab in x- und y-Richtung $M_x = M_y = -1$. Doppelfokussierend bedeutet dabei, dass der Magnet durch geeignete Wahl der Kantenwinkel an seinem Ein- und Ausgang auch in der y-Richtung, also senkrecht zur Ablenkebene, fokussiert [Hint97].

Die Halbwertsbreite der Impulsverteilung der austretenden Ionen ist

$$I_{FWHM} = \left| \frac{M \cdot \Delta x_e}{D_x} \right| \quad (\text{B.8})$$

mit der Ortsdispersion $D_x = 4r$. Die Impulsauflösung beträgt

$$R = \frac{1}{I_{FWHM}} = \left| \frac{D_x}{M \cdot \Delta x_e} \right| . \quad (\text{B.9})$$

Diese Betrachtungen gelten in dieser einfachen Form nur für nichtrelativistische Teilchengeschwindigkeiten sowie ein homogenes Feld im Analysiermagneten.

B.2 Quadrupol-Massenspektrometrie

Ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) basiert auf einem Trennsystem aus vier stabförmigen Elektroden wie in Abbildung 2.20 gezeigt. Jeweils die beiden gegenüberliegenden Stäbe liegen auf gleichem, das andere Paar auf entgegengesetztem Potential. Eine Überlagerung einer Gleichspannung mit einer hochfrequenten Wechselspannung im MHz-Bereich führt zu einer komplizierten Bewegung der Ionen beim Durchflug durch das Stabsystem. Im folgenden soll keine exakte theoretische Erklärung erfolgen, sondern lediglich ein kurzer Überblick über die Funktionsweise gegeben werden. Die auftretenden Phänomene sind in Abbildung B.1 zusammengefasst:

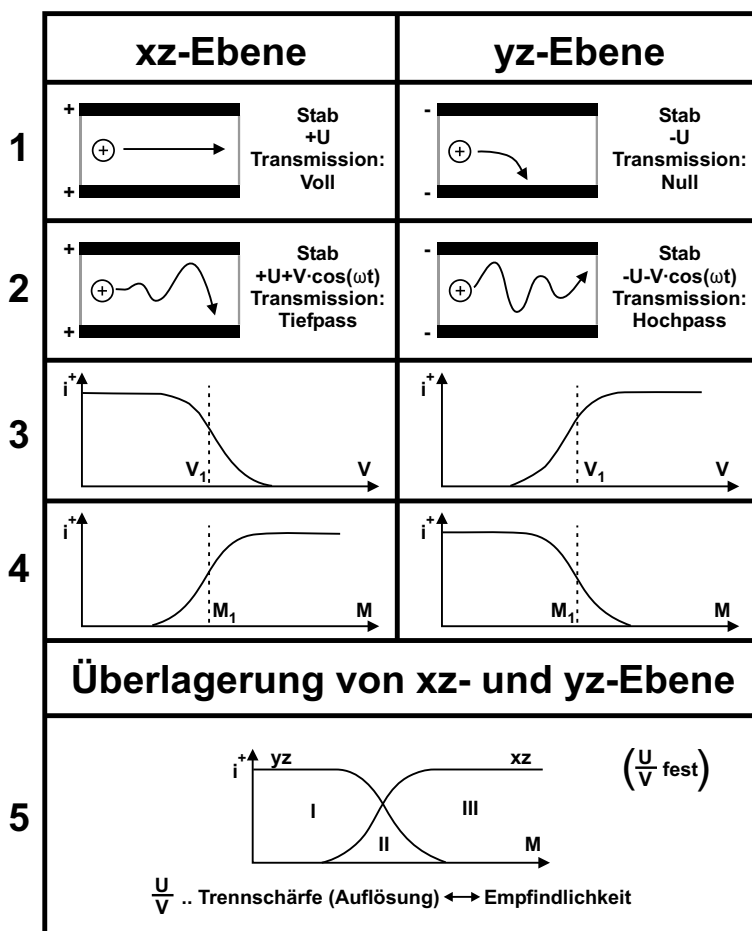


Abbildung B.1: Vereinfachte Darstellung der im QMS stattfindenden Prozesse (Punkt 1-5), nach [Umra97].

Die Betrachtung erfolgt getrennt für die xz- (links) sowie die yz-Ebene (rechts). Die Bezeichnung der Ebenen erfolgt nach Abb. 2.20.

Punkt 1 in Abb. B.1 zeigt links das Verhalten eines positiven Ions, wenn man nur das Gleichspannungspotential $+U$ der Stäbe betrachtet: das Ion wird von beiden Stäben abgestoßen, fliegt also geradlinig auf der Mittelachse weiter und kann den hinter dem Stabsystem angebrachten Detektor immer erreichen. Das überlagerte Wechsellspannungspotential $+V$ bewirkt jedoch eine Schwingungsbewegung wie in Punkt 2 links gezeigt. Bei ausreichender Amplitude von V trifft das Ion auf einen der Stäbe. Verdeutlicht wird dies durch Punkt 3 links: der Ionenstrom i^+ kann für kleine Potentiale V vollständig das Quadrupolsystem durch die Austrittsblende verlassen, für Potentiale $V > V_1$ jedoch sperrt das System, weil die Schwingungsamplituden so groß werden, dass sämtliche Ionen auf den Wänden verlorengehen.

Nahezu umgekehrt verhält sich die Bewegung der Ionen in der yz -Ebene: Punkt 1 rechts zeigt, dass sämtliche Ionen, die nicht gerade genau auf der Mittelachse fliegen, von den negativ geladenen Stäben (Potential $-U$) angezogen werden und verlorengehen. Die überlagerte Hochfrequenzschwingung $-V$ zwingt die Ionen jedoch zu einer Transversalschwingung, die bei ausreichend großem V dazu führt, dass das Ion nicht auf die Stäbe trifft. Hier sieht Punkt 3 also umgekehrt aus: Ionen können erst ab einem Grenzpotal V_1 den Detektor erreichen.

Für beide Ebenen muss nun noch der Einfluss der Ionenmasse untersucht werden. Mit zunehmender Masse kann die ablenkende Kraft des Hochfrequenzfeldes nur eine geringere Schwindungsamplitude verursachen. Im Falle der xz -Ebene führt dies dazu, dass bei einem gegebenen U/V -Verhältnis Ionen unterhalb einer gewissen Grenzmasse M_1 abgeblockt werden, darüber hinaus jedoch passieren können (Punkt 4 links). In der yz -Ebene sieht es genau umgekehrt aus, hier reicht die ablenkende Kraft bei schweren Ionen nicht aus, um das Auftreffen auf die Stäbe zu verhindern. Nur Ionen mit $M < M_1$ können das Trennsystem durchfliegen.

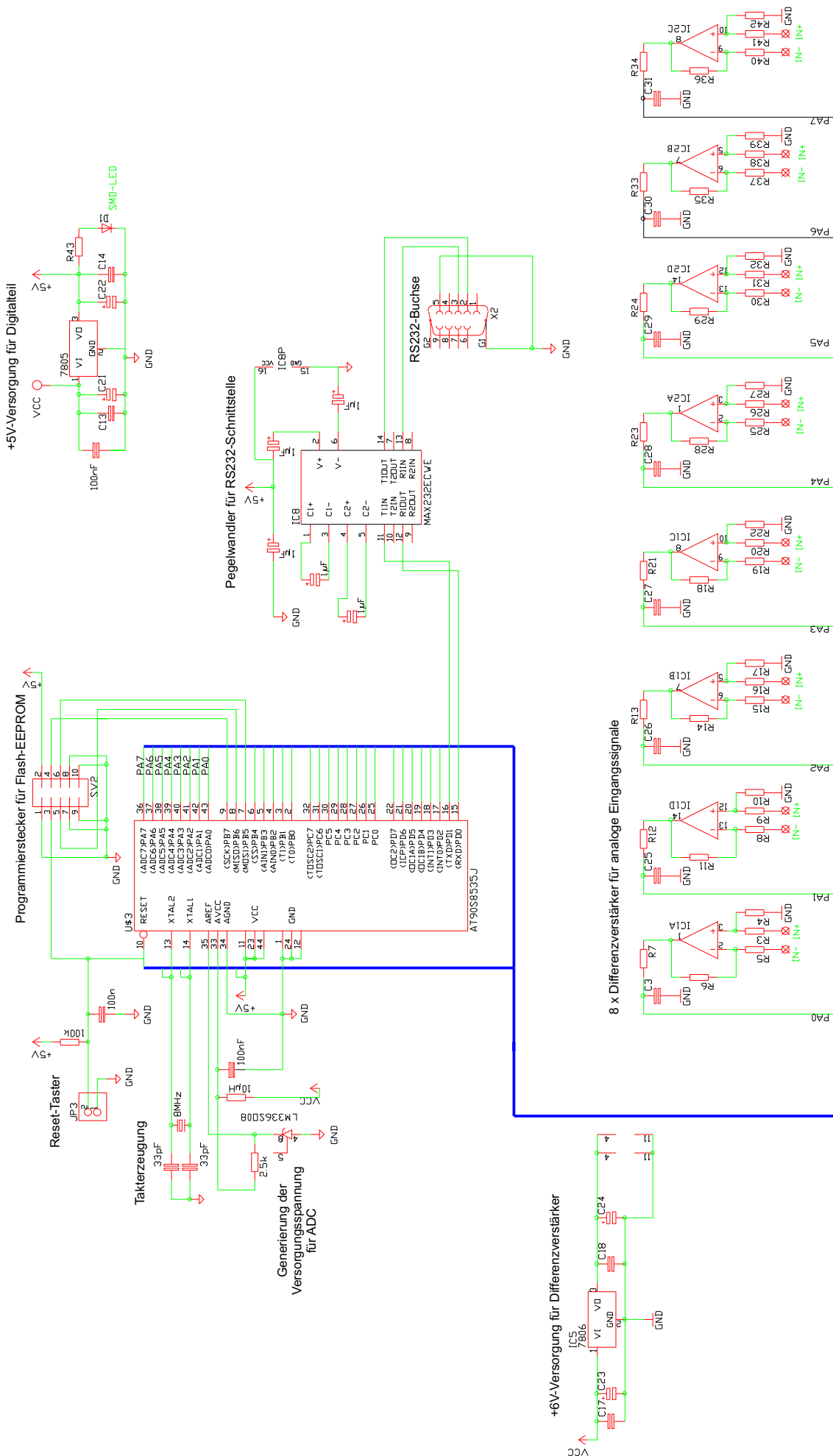
Überlagert man die in beiden Ebenen stattfindenden Prozesse, so zeigt sich, dass nur Ionen eines bestimmten m/q -Verhältnisses die Resonanzbedingung für den Durchflug erfüllen. Dabei führt das Ion typischerweise etwa 100 Transversalschwingungen aus. Ionen niedrigerer oder höherer Massen werden von einem der Prozesse abgeblockt (Punkt 5). Die Bedingung für den Durchflug lautet:

$$\frac{m}{q} \approx \frac{V}{14,438 \cdot f^2 \cdot r_0^2} \quad . \quad (\text{B.10})$$

(V : Hochfrequenzamplitude, r_0 : Radius des größtmöglichen Zylinders, der sich in das Stabsystem einschreiben ließe, f : Hochfrequenz) [Umra97].

C. Schaltplan des ADC-Systems

Auf der folgenden Seite findet sich der Schaltplan des ADC-Systems auf Basis eines Atmel AT90S8535 sowie Texas Instruments TLC27L4 Differenzverstärkern.



Literatur

- [Bade60] E. Badereau, I. Poescu, T. Iova, *Beitrag zur Klärung des Mechanismus des Doppelkathodeneffektes*, Ann. Phys. 7-5, Seite 308, 1960.
- [Berg92] W. Raith, *Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 5: Vielteilchen-Systeme*, Verlag Walter de Gruyter, 1992.
- [Boro66] V.S. Borodin, Yu.M. Kagan, *Investigations of Hollow-Cathode Discharges: Comparison of electrical characteristics of hollow cathode and positive column*, Sov. Phys.-Tech. Phys. 11, Seite 131, 1966.
- [Bräu98] A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, M.C. Penache, V. Oršić, H. Schmidt-Böcking, *Gasentladungen bis zum Atmosphärendruck in GEM-Folien*, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik (IKF), J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, S. 62, 1998.
- [Brus89] G. Brusdeylins, J.P. Toennies und R. Vollmer, Book of Abstracts of the XII. Symposium on Molecular Beams, Perugia, 1989.
- [Conr88] J.R. Conrad, R.A. Dodd, F.J. Worzala, X. Qiu, R.A. Post, *Plasma source ion implantation - a new, cost-effective, non-line-of-sight technique for ion implantation*, Proceedings of ASM Conference on Ion Implantation and Plasma-Assisted Processes for Industrial Applications (Atlanta, GA), Herausgeber: R.F. Hochman, H. Solnick-Legg, K.O. Legg, American Society for Materials, 1988.
- [Dink2002] P. Dinkelaker, *Phi-Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 158 AGeV*, Diplomarbeit, J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
- [Dörn2000] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, H. Schmidt-Böcking, *Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics*, Physics Reports 330 (2000), Seiten 95-192, 2000.
- [Enge32] A. v. Engel und M. Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen - ihre Physik und Technik, Band I*, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1932.
- [Enge34] A. v. Engel und M. Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen - ihre Physik und Technik, Band II*, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1934.

- [Erns2001] U. Ernst, *Spektroskopische Charakterisierung von Hochdruck-Mikrohohlkathodenentladungen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 2001.
- [Gill77] P. Gill, C.E. Webb, *Electron energy distribution in the negative glow and their relevance to hollow cathode lasers*, J. Phys. D 10, Seite 245, 1977.
- [Helm72] H. Helm, *Experimental evidence of the existence of the pendle effect in a low pressure hollow discharge in argon*, Z. Naturforschung Teil A27, Seite 1812, 1972.
- [Hint97] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer, 1997.
- [Hohn96] O. Hohn, S. Runkel, L. Schmidt, K. E. Stiebing, K. Bethge, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, U. Bessler und P. Beller, *Planung des hochenergetischen Strahltransports der EZR-(ve)RFQ Anlage*, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik (IKF), J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1996.
- [Hohn2000a] O. Hohn, T. Jahnke, S. Schöbller, A. Bräuning-Demian, C. Penache, L. Spielberger, H. Schmidt-Böcking, *Betrieb einer Mikroentladung mit Gasdurchfluß: Ein Plasmajet*, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik (IKF), J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2000.
- [Hohn2000b] O. Hohn, A. Bräuning-Demian, T. Jahnke, C. Penache, S. Schöbller, L. Spielberger, H. Schmidt-Böcking, *Mikro-Struktur-Elektroden zur Erzeugung von Hochdruck DC-Entladungen*, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik (IKF), J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2000.
- [Hohn2002] O. Hohn, *Hochdruckmikroentladungen mit hohem Gasfluss - Eine Quelle zur Erzeugung von Ionen und spinpolarisierten metastabilen Atomen*, Dissertation, J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
- [Jagu94] O. Jagutzki, *Entwicklung eines Rückstoßionenimpulsspektrometers zur Untersuchung der Dynamik im Heliumatom*, Dissertation, J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1994.
- [Jahn2002] T. Jahnke, *Entwicklung und Aufbau eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisierten He**, Diplomarbeit, J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
- [Janz92] G. Janzen, *Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen, Diagnostik*, Hüthig Buch Verlag, Heidelberg, 1992
- [Jard93] P. Jardin et al., *Recoil ion kinetics*, AIP Conference Proceedings 274, Seite 291, 1993.

- [Kauf61] H.R. Kaufman, *An Ion Rocket with an Electron-Bombardement Ion Source*, NASA Technical Note TND-585, 1961.
- [Kief66] L.J. Kieffer et al., *Electron impact ionization cross-section data for atoms, atomic ions and diatomic molecules: 1. Experimental data*, Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 1.
- [Kraf87] G. Kraft, *Radiobiological Effects of very heavy ions: Inactivation, Introduction of Chromosome Aberrations and Strand Breaks*, Nucl. Sci. Appl. 3, 1987.
- [Litt54] P.F. Little, A. von Engel, *The hollow cathode effect and the theory of glow discharges*, Proc. Roy. Soc. A224, Seite 209, 1954.
- [Lotz68] W. Lotz, Zeitschrift für Physik 216, 241 (1968).
- [Mill88] D.R. Miller, *Free Jet Sources*, Atomic and Molecular Beam Methods, Edited by G. Scoles, d. Bassi, U. Buck, D. Lainé, Seiten 14-53, Oxford University Press, New York, 1988.
- [Pena98] M.C. Penache, A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, V. Oršić, H. Schmidt-Böcking, *Aufbau zweier Analyse-Apparaturen zur Untersuchung des Mikrostruktur-Elektroden (MSE)-Plasmas*, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik (IKF), J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, S. 65, 1998.
- [Pena2002] M.C. Penache, *Study of high-pressure glow discharges generated by micro-structured electrode (MSE) arrays*, Dissertation, J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
- [Povray] POV-Ray ("Persistence of Vision Ray Tracer"), verwendet wurde Version 3.1g. Informationen und Download unter <http://www.povray.org>.
- [Raiz97] Yu.P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Springer Verlag, Berlin, 1997.
- [Roth95] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering, Volume 1: Principles*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995.
- [Roth2001] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering, Volume 2: Applications to Nonthermal Plasma Processing*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.
- [Saul97] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A 386, Seite 531, 1997.
- [Schm92] H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, K.E. Stiebing, *Materials Research with Ion Beams*, Research Reports in Physics, Springer Verlag, Heidelberg, 1992.
- [Scho96] K.H. Schoenbach, R. Verhappen, T. Tessnow, and F.E. Peterkin, W.W. Byszewski, *Microhollow cathode discharges*, Appl. Phys. Lett. 68 (1), Seiten 13-15, 1996.

- [Scho97] K.H. Schoenbach, M. Ciocca, A. El-Habachi, W. Shi, F.E. Peterkin, T. Tesson, *Microhollow electrode discharges*, Conference Proceedings of the 12th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Greifswald, Germany, Vol. I, Seiten 280-283, 1997.
- [Shir96] G.D. Shirkov, G. Zschornak, *Electron Impact Ion Sources for Charged Heavy Ions*, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 1996.
- [SI60] Système International d'Unités, existiert seit 1960. Siehe z.B. im Internet unter http://www.bipm.fr/enus/3_SI/si.html.
- [Spie98] L. Spielberger, A. Bräuning-Demian, C. Penache, V. Oršić, H. Schmidt-Böcking, *Untersuchung des Einflusses der Elektrodengeometrie auf das Entladungsverhalten von Mikroelektrodenentladungen*, Jahresbericht des Instituts für Kernphysik (IKF), J.W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, S. 64, 1998.
- [SRIM2000] SRIM ("The Stopping and Range of Ions in Matter"), verwendet wurde Version 2000.40. Informationen und Download unter <http://www.srim.org>.
- [Stie92] K.E. Stiebing, D. Hofmann, H. Schmidt-Böcking, K. Bethge, H. Streitz, O. Fröhlich, A. Schempp, H. Klein, G. Zschornack und C. Lyneis, *The Frankfurt ECR-RFQ Facility*, Rev. Sci. Instrum. 63 (4) 2897, 1992.
- [Stol98] Davor Stolčić, *Aufbau einer intensiven Cluster-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1998
- [Stur67] J. Sturges, H.J. Oskam, *A qualitative theory of the medium pressure hollow cathode effect*, Physica 37, Seite 457, 1967.
- [Toen77] J.P. Toennies und K. Winkelman, J. Chem. Phys. 66 (1977) 3965.
- [Toen90] J.P. Toennies, in: *The Chemical Physics of Atomic and Molecular Clusters*, Seite 597ff., North Holland, 1990.
- [Umra97] Walter Umrath, *Grundlagen der Vakuumtechnik*, Auflage 07/98, Leybold Vakuum GmbH, Köln, 1997.
- [Whit59] A.D. White, *New Hollow Cathode Glow Discharge*, J. Appl. Phys. 10 (5), Seiten 711-719, 1959.
- [Wies76] K. Wiesemann, *Einführung in die Gaselektronik*, Teubner Studienbücher Physik, 1976.

Danksagung

Ich muss zugeben, ich habe mir das Ganze einfacher vorgestellt. Es ist kaum zu glauben, wie viele gemeine Probleme sich einem in den Weg werfen können - und daran anscheinend auch noch riesigen Spaß finden. Um so mehr war ich auf die großartige Hilfsbereitschaft am IKF und speziell in der "HSB-Gruppe" angewiesen. Ich möchte ganz herzlich all jenen danken, die - auf die unterschiedlichsten Weisen - zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Horst Schmidt-Böcking danke ich für seine bewundernswerte Fähigkeit, andere zu begeistern und mit seinem sprudelnden Ideenreichtum für weiteren Fortschritt zu sorgen. Ich werde wohl nie verstehen, wie er es schafft, in jedem für andere Augen noch so schlechten Ergebnis voller Freude etwas zu entdecken, das man daran gelernt hat - wenn halt auch nicht unbedingt das, was man erwartet hatte...
- Reinhard Dörner dafür, dass er jederzeit bereit war, geduldig all meine dummen Fragen zu beantworten.
- Oliver Hohn, sozusagen dem Vater des Plasmajets, für den Spaß, den unsere gemeinsame Arbeit gemacht hat. Ob über Physik, Technik oder ganz speziell Autos, man kann viel von ihm lernen. Es ist sehr schade, dass er unserer Gruppe nach seinem Doktor nicht erhalten blieb.
- Till Jahnke für die langjährige Freundschaft, die das Überstehen des manchmal doch recht nervenaufreibenden Studiums erheblich erleichterte. Und natürlich für die tolle Zusammenarbeit im Plasma-Team.
- Angela Bräuning-Demian für ihr lebhaftes Interesse an den Weiterentwicklungen der Plasma-Crew, auch lange nach ihrem Wechsel zur GSI.
- Cristina Penache und Lutz Spielberger für ihre langjährigen grundlegenden Forschungen an Hochdruckplasmen in unserer Gruppe.

- Lothar Schmidt, dem allwissenden Helfer in jeder Notlage. Ob es um praktische oder theoretische Probleme geht, ob um Atomphysik, Vakuum, Elektronik oder sonstige Technik... ohne ihn wären wohl die meisten von uns aufgeschmissen.
- Lutz Foucar für die Freundschaft und seinen Spaß am Mithelfen. Von den eigentlichen Messungen hat er leider nicht viel mitbekommen, weil er sich ins sonnige Kalifornien davonestahl.
- Mirko Hattaß dafür, dass er es selbst bei größtem Frust schaffte, mich ein wenig aufzumuntern, sowie Achim Czasch, weil man mit ihm so schön gemeinsam unter all den schlimmen Dingen des täglichen Physiker-Lebens leiden kann. Beiden einen besonderen Dank für ihre umfassende Hilfe und für die "Selbsterfahrungswochen" bei BESSY und DESY.
- Markus Schöffler für seine fast schon unerschöpfte Dauer-Fröhlichkeit.
- allen übrigen Mitgliedern der HSB-Gruppe für die netten Plaudereien und die Hilfsbereitschaft. Leider kann ich hier nicht alle einzeln auflisten, weil ich fürchte, dann doch noch die 100-Seiten-Grenze zu sprengen (Zitat Ottmar Jagutzki: "nur Klugscheißer schreiben mehr als 100 Seiten")...
- Herrn Zanger und den anderen Mitarbeitern der Werkstätten für den Bau der zahlreichen Teile der Ionenquelle. Ich habe Ihre Geduld mit fehlerhaften Zeichnungen und ständig nötigen Reparaturen mancher Teile auf eine harte Probe gestellt, aber Sie schafften es immer, dass am Ende alles zusammenpasste und dass dringende Aufträge irgendwie dazwischengeschoben und schnell erledigt werden konnten...
- Herrn Schneider und seinem Beschleuniger-Team dafür, dass bei allen Arbeiten beim Aufbau der Apparatur und dem Anschluss an die Infrastruktur immer sofort jemand helfend zur Stelle war oder benötigte Teile und Geräte besorgte.
- Stellvertretend für die Elektronik Herrn Köhler für die Hilfe bei allen möglichen Problemen mit Elektrik und Elektronik.
- Der Verwaltung des IKF um Herrn Eschenbrenner für die schnelle und unkomplizierte Erledigung aller Bestellungen etc.
- Herrn Baumann dafür, dass er sich von seinem Bruker-Magneten trennen konnte, der mir gute Dienste leistete.

- Professor R. Becker vom Institut für Angewandte Physik in Frankfurt für die Bereitstellung von IGUN und die Hilfe bei den Startschwierigkeiten.
- Manuela Miclea vom ISAS für die Bereitstellung des QMS und die Messungen damit. Ich war verblüfft wie reibungslos alles auf Anhieb funktioniertete.

Ganz besonders danken möchte ich meinen Freunden Bene, Boris, Heikki, Markus, Peter, Silvia, Stephan und Tobi, weil sie dafür sorgen, dass ich auch vom Leben ausserhalb der Physik noch genug mitbekomme.

Und der allergrößte Dank gebührt natürlich meiner Familie, sprich den *besten Eltern der Welt* und meinem *Lieblingsbruder*¹. Sie haben mich stets bei allen meinen Entscheidungen (auch der zum Studium der Physik, für die mich nicht wenige anfangs für verrückt erklärten²) nach allen Kräften und mit viel Geduld und Liebe unterstützt. Vielen Dank für alles!

Ein weiterer Dank geht an STA-Travel für diesen netten Koala, der vom Rand des Notebook-Bildschirms aus den Fortschritt meiner Arbeit kritisch verfolgte...



¹Dass er auch mein einziger Bruder ist, wertet diese Bezeichnung keineswegs ab!

²An dieser Stelle ein kleiner Gruß an einige Mitarbeiter meiner früheren Zivi-Stelle, auf deren "aufmunternde" Kommentare zu meinem Studienwunsch ich glücklicherweise nicht gehört habe...